

Experimentelle Untersuchungen zur Abgasstrahl-Wechselwirkung von zwei Kleintriebwerken unter weltraumähnlichen Hochvakuumbedingungen

Von der Fakultät für Luft- und Raumfahrttechnik und
Geodäsie der Universität Stuttgart zur Erlangung der Würde
eines Doktors der Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.)
genehmigte Abhandlung

Vorgelegt von

André Holz

aus Bremen

Hauptberichter:	Prof. Dr. Stefan Schlechtriem
Mitberichter:	Prof. Dr. Jens von Wolfersdorf
Mitberichter:	Prof. Dr. Stefanos Fasoulas

Tag der mündlichen Prüfung: 16.01.2012

Institut für Raumfahrtsysteme der Universität Stuttgart

2012

Danksagung

Diese Arbeit ist im Rahmen einer Kooperation zwischen der Astrium GmbH in Lampoldshausen und dem Deutschen Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V. in Göttingen entstanden. Durchgeführt wurden die Untersuchungen im Institut für Aerodynamik und Strömungstechnik, Abteilung Raumfahrzeuge in der Zeit von Januar 2008 bis Dezember 2010 im DLR. Nachfolgend möchte ich mich bei allen Personen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Prof. Dr. Stefan Schlechtriem von der Uni Stuttgart danke ich für die Hauptberichterstattung und die Betreuung dieser Arbeit.

Prof. Dr. Jens von Wolfersdorf und Prof. Dr. Stefanos Fasoulas danke ich für die Übernahme der Mitberichterstattung.

Für die Möglichkeit diese Arbeit in Göttingen durchführen zu können, und für seinen Einsatz hierfür danke ich Dr. Klaus Hannemann.

Besonderer Dank gilt den beiden direkten Betreuern dieser Arbeit, Dr. Georg Dettleff vom DLR und Dr. Stefan Ziegenhagen von der Astrium GmbH.

Herr Dettleff war mit seinem Sachverstand und seiner Leidenschaft für die Wissenschaft sowie seiner Gewissenhaftigkeit und Gründlichkeit stets ein Vorbild für mich. Ich möchte mich bei ihm für zahlreiche konstruktive Gespräche, interessante Diskussionen und viele wertvolle Hinweise und Hilfestellungen bedanken, mit denen er wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat. Er hat zudem mit seiner freundlichen Art und der Zuhilfenahme von Kuchen mit viel Sahne für eine positive Atmosphäre und Freude an der Arbeit gesorgt.

Herr Ziegenhagen hat sich unermüdlich für diese Arbeit eingesetzt und alle Hebel in Bewegung gesetzt, um Probleme aus dem Weg zu räumen. Bei ihm möchte ich mich für seinen Einsatz bedanken, für die konstruktiven Gespräche mit den wertvollen Hinweisen und für seine Umsicht sowie

den Überblick, den er insbesondere bei der Korrektur dieser Arbeit an den Tag gelegt hat.

Weiterer Dank gebührt Günter von Roden, der mir sehr geholfen hat den Versuchsaufbau zu realisieren und die notwendige technische Infrastruktur zu schaffen. Zudem hat er sehr engagiert alle technischen Probleme beseitigt, die einen Experimentator bei seiner Arbeit leider ständig begleiten.

Des Weiteren danke ich Martin Grabe für zahlreiche DSMC-Simulationen sowie Jeremy Wolfram, der mit viel Engagement die nötige IT-Infrastruktur für die Messungen geschaffen hat.

Bei Rolf D. Boettcher möchte ich mich für die vielen Diskussionen, Korrekturen, zahlreichen Hinweise und die Versorgung mit Literatur bedanken.

Besonders möchte ich mich bei meiner Freundin Charlotte Willms bedanken. Sie war stets für mich da, hat mich während meiner Arbeit und besonders in der Endphase sehr unterstützt und mir bei den Korrekturen geholfen.

Abschließend möchte ich meiner Familie danken, die mich stets vorbehaltlos unterstützt und an mich geglaubt hat.

Inhaltsverzeichnis

1. Motivation und Zielsetzung	19
2. Grundlagen	23
2.1. Basisgleichungen	23
2.2. Strömung in einer Düse	29
2.3. Abgasstrahl aus der Einzeldüse	32
2.3.1. Elemente des Abgasstrahls	33
2.3.2. DLR-Plume-Modell	36
2.4. Abgasstrahl-Wechselwirkung	40
2.4.1. Abgasstrahl-Wechselwirkung nach Koppenwallner .	41
2.4.2. Wechselwirkungs-Gebiete	44
2.4.3. Die Wechselwirkungs-Knudsenzahl	45
3. Untersuchungskonzept	51
3.1. Original-Triebwerk	54
3.2. Ähnlichkeitstheorie	57
3.3. Kaltgas-Triebwerke	59
4. Versuchsaufbau	63
4.1. Die Versuchskammer STG	65
4.2. Das Zwei-Düsen-Gestell	68
4.3. Die Patterson-Sonde	71
4.3.1. Überblick	71
4.3.2. Grundzüge der Sondentheorie	73
4.4. Genauigkeiten	79
4.4.1. Positions-Genauigkeit	79
4.4.2. Messgenauigkeit	80
4.4.3. Regelgenauigkeit	82
4.5. Profiltypen	84
4.5.1. Variation der Ruhebedingungen	84
4.5.2. Variation der Sondenposition	85
4.5.3. Spezialprofile	87

5. Messungen	89
5.1. Abgasstrahl der Einzeldüse	89
5.1.1. Stabilität des Abgasstrahls	90
5.1.2. Radialer Dichteverlauf	93
5.1.3. Angularer Dichteverlauf	96
5.1.4. Nahfeld-Charakteristik des Abgasstrahls	101
5.2. Abgasstrahl-Wechselwirkung	104
5.3. Rückströmung	118
5.3.1. Fluss-Verteilung der Rückströmung	120
5.3.2. Einfluss des Düsenabstands auf die Rückströmung	125
5.3.3. Entstehungsmechanismen der Rückströmung	136
5.4. Übertragbarkeit auf andere Triebwerke	147
6. Industrielle Nutzbarkeit	151
6.1. Beaufschlagungseffekte	151
6.1.1. Zusätzlicher Schub	151
6.1.2. Wärmelast	155
6.2. Zusatzuntersuchung: Rückwärtige Wand	155
7. Zusammenfassung	158
A. Anhang	161
A.1. Bestimmung der Funktion $f(\theta)$	161
A.2. Bestimmung des Winkels θ	162
A.3. Änderungen und Erweiterungen an der Sondentheorie	163

Abbildungsverzeichnis

1.1. Triebwerksbündel am ATV	19
1.2. Vereinfachte Skizze eines Abgasstrahls	21
2.1. Skizze einer Laval-Düse	26
2.2. Temperatureinfluss der Wand auf die Grenzschichtdicke in einer Düse	30
2.3. Mach-Zahl als Funktion des Flächenverhältnisses einer Laval-Düse	32
2.4. Abgasstrahl einer Einzeldüse	33
2.5. Prandtl-Meyer-Funktion und Umlenkwinkel	38
2.6. Experiment von Goethert	40
2.7. Geometrische Bedingung für eine Wechselwirkung nach Koppenwallner	42
2.8. Koordinatensystem beim Zwei-Düsen-Aufbau	43
2.9. Unterteilung der Wechselwirkung in Gebiete	44
2.10. Definition der Wechselwirkungs-Knudsenzahl Kn_p	46
2.11. Verlauf von Kn_p	50
3.1. Skizze des Untersuchungs-Konzepts	52
3.2. Innen-Kontur der skalierten Düse	59
3.3. Ruhedruck als Funktion der Ruhetemperatur für N_2	61
4.1. Eingeschränkte Expansion eines Abgasstrahls in eine herkömmliche Vakuumkammer	63
4.2. Ungestörte Expansion in der STG	64
4.3. Skizze der STG	66
4.4. Schaltbild der STG	67
4.5. Skizze des Zwei-Düsen-Gestells	69
4.6. Prinzipskizze der Patterson-Sonde	71
4.7. Skizzierung wichtiger Größen der Sondenspitze	73
4.8. Thermische Eigenbewegung und eine beispielhafte Kollision der Fluidteilchen vor der Sonde	75

4.9. Übersicht der vier Profile zur Vermessung des Strömungsfeldes	86
4.10. Skizzen von α -Profil und y-Düse-Profil	87
5.1. Ruhedruck-Profile unter variablem Düsenwinkel	91
5.2. Ruhedruck-Profile bei variablem Abstand r	93
5.3. Vergleiche zwischen Messungen und Berechnungen der radialen Dichteverläufe	94
5.4. Abweichungen der Rechnungen von den Messungen.	95
5.5. θ -Profile für verschiedene Abstände von der Düse	97
5.6. Zweite Ableitung vom θ -Profil der Einzeldüse	98
5.7. Radius der Kernströmung als Funktion des Abstandes r	99
5.8. Gemessene Darstellung des Abgasstrahls der Einzeldüse	100
5.9. Vergleich zwischen Vermessung und Berechnung der Nahfeld-Charakteristik	102
5.10. DSMC-Simulation der Abgasstrahl-Wechselwirkung	105
5.11. Stoßbildung durch Wechselwirkung der Abgasstrahlen	106
5.12. θ -Profile mit Parameter r für zwei aktive Düsen	108
5.13. Erkenntnisse basierend auf der Entwicklung der Stoßstruktur als Funktion des Abstandes r	109
5.14. Variation des Düsenabstandes Teil 1	113
5.15. Variation des Düsenabstandes Teil 2	114
5.16. Wechselwirkungs-Knudsenzahl bei $r = 150 \text{ mm}$	116
5.17. Nichtlineare Verstärkung der Rückströmung	119
5.18. Delta-y-Profile für $\alpha = 180^\circ$, $x = -6,7 \text{ mm}$	121
5.19. Verstärkungsfaktor j als Funktion von y	122
5.20. Kontur-Darstellung von Delta-y-Profilen	123
5.21. Normiertes z-Profil und Delta-y-Profil im Vergleich	124
5.22. Variation des Düsenabstandes	125
5.23. Untersuchung zur Auswirkung von Positionierungsfehlern der Mess-Sonde	127
5.24. Anpassung einer Exponentialfunktion an das y-Düse Profil	128
5.25. z-Profile bei variablem Düsenabstand	130
5.26. Untersuchung auf Selbstähnlichkeit mit Delta-y-Profilen	132
5.27. Gesamtanzahl rückwärts gerichteter Moleküle innerhalb einer ellipsen-förmigen Rückströmung pro Zeiteinheit	135
5.28. Vergleich von Radial-Profilen mit Sondenwinkel α als Parameter für $Dy = 30 \text{ mm}$	137

5.29. Vergleich von Radial-Profilen mit Sondenwinkel α als Parameter für $Dy = 60 \text{ mm}$	138
5.30. Vergleich von Radial-Profilen mit Sondenwinkel α als Parameter für $Dy = 170 \text{ mm}$	139
5.31. Vergleich von Radial-Profilen mit Sondenwinkel α als Parameter für $Dy = 30 \text{ mm}$. Es sind beide Düsen aktiv. . .	140
5.32. Vergleich von Radial-Profilen der Einzeldüse und von zwei aktiven Düsen für $Dy = 30 \text{ mm}$	141
5.33. Vergleich von Radial-Profilen der Einzeldüse und von zwei aktiven Düsen für $Dy = 60 \text{ mm}$	142
5.34. Vergleich von Radial-Profilen der Einzeldüse und von zwei aktiven Düsen für $Dy = 170 \text{ mm}$	143
5.35. Planare 2D-DSMC Simulation vom Entstehungsbereich der Rückströmung	145
5.36. Staupunktposition x als Funktion des Düsenabstandes Dy	146
5.37. Veränderung der Ruhebedingungen bei konstanter Re-Zahl	148
5.38. Variation der Reynolds-Zahl	149
6.1. Verstärkungsfaktoren (b), die anhand der y-Düse-Profile (a) berechnet werden	156
A.1. Anpassung von $f(\theta)$ durch zwei Exponentialfunktionen . .	161

Tabellenverzeichnis

2.1. Strömungsgebiete	35
2.2. Parameter, die von Kn_p erfasst werden	49
2.3. Typen der Wechselwirkung	50
3.1. Wichtige Größen des Astrium-10N-Triebwerks im Nominal- zustand	55
3.2. Geometrische Daten der skalierten Düsen.	60
4.1. Mit dem Zwei-Düsen-Gestell veränderbare Parameter . . .	70
4.2. Maße der Patterson-Sonde	72
4.3. Positionierungs-Genauigkeiten	80
5.1. Reproduzierbarkeit der θ -Profile bei $x = 150 \text{ mm}$	107
5.2. Koeffizienten der Exponentialfunktion nach Gleichung 5.9	129
5.3. Koeffizienten der Funktion 5.10	131
A.1. Koeffizienten der Exponentialfunktionen	162
A.2. Winkel θ für die verwendeten Düsenabstände	163

Abkürzungsverzeichnis

Die Bedeutungen von Symbolen und Indizes in Gleichungen werden bei ihrer ersten Verwendung im Text definiert. Zur Übersicht sind sie im Folgenden tabellarisch aufgelistet. Falls ein Symbol lokal eine andere Bedeutung hat, wird dies an der jeweiligen Stelle im Text erklärt.

Lateinische Symbole

SYMBOL	EINHEIT	BEDEUTUNG
A	$[m^2]$	Querschnittsfläche
A_p		Strahlkonstante
A_p^0		erweiterte Strahlkonstante; $A_p^0 = A_p \cdot \frac{\rho^*}{\rho_0}$
a	$\left[\frac{m}{s}\right]$	Schallgeschwindigkeit
b		Sondenfunktion der Patterson-Sonde
B	$[mm]$	lokale Abstand der Stöße bei der Abgasstrahl-Wechselwirkung
c_p	$\left[\frac{J}{kg\ K}\right]$	spezifische Wärme bei konstantem Druck
c_v	$\left[\frac{J}{kg\ K}\right]$	spezifische Wärme bei konstantem Volumen
d	$[m]$	Durchmesser
E		Verhältnis Höhe zu Breite der Rückströmung
F	$[N]$	Kraft
g		Verstärkungsfaktor (gain factor)
g	$\left[\frac{m}{s^2}\right]$	Erdbeschleunigung
Fortsetzung auf der nächsten Seite		

SYMBOL	EINHEIT	BEDEUTUNG
H	[J]	Enthalpie
h	$\left[\frac{J}{kg}\right]$	Enthalpie pro Einheitsmasse
j		Verstärkungsfaktor der Rückströmung. $D_{12} = j \cdot (D_1 + D_2)$
Kn		Knudsenzahl, $Kn = \frac{\lambda}{l_{ref}}$
Kn_0		Knudsenzahl in der Ruhekammer
Kn_p		Wechselwirkungs-Knudsenzahl (p für penetration)
$\overline{Kn_p}$		Charakteristische Knudsenzahl; $\overline{Kn_p} = \min(Kn_p(\theta))$
k_B	$\left[\frac{J}{K}\right]$	Boltzmannkonstante
l	[m]	Länge, Referenzlänge, charakteristische Länge
Ma		Machzahl, $Ma = \frac{u}{a}$
m	[kg]	Masse eines Teilchens bzw. Moleküls
\dot{m}	$\left[\frac{kg}{s}\right]$	Massenstrom
N_2		Stickstoff
n	$\left[\frac{1}{m^3}\right]$	Anzahldichte
\dot{n}	$\left[\frac{1}{m^2 s}\right]$	Teilchenfluss
p	[Pa]	Druck
p	$\left[\frac{kg m}{s}\right]$	Impuls
P		Wechselwirkungsfunktion (penetration function)
r	[m]	Polarkoordinate - Radius
R	$\left[\frac{J}{kg K}\right]$	spezifische Gaskonstante
Re		Reynoldszahl; $Re = \frac{\rho u l}{\mu}$
S		molekulare Machzahl; $S = \sqrt{\frac{\kappa}{2}} \cdot Ma$
Fortsetzung auf der nächsten Seite		

SYMBOL	EINHEIT	BEDEUTUNG
T	$[K]$	Temperatur
t	$[s]$	Zeit
u	$\left[\frac{m}{s}\right]$	Strömungsgeschwindigkeit
u_{lim}	$\left[\frac{m}{s}\right]$	maximale Strömungsgeschwindigkeit
W		Wahrscheinlichkeit
x	$[m]$	kartesische Koordinate
x_S	$[m]$	Entstehungsort der Wechselwirkungs-Stöße
y	$[m]$	kartesische Koordinate
z	$[m]$	kartesische Koordinate

Griechische Symbole

SYMBOL	EINHEIT	BEDEUTUNG
α	[°]	Drehwinkel der Patterson-Sonde
δ	[m]	Grenzschichtdicke
δ_1	[m]	Verdrängungsdicke
Δ	variabel	Fehler
ϵ		Flächenverhältnis; $\epsilon = \frac{A_E}{A^*}$
θ	[°]	Drehwinkel der Düse/des Zwei-Düsen-Gestells Polarkoordinate - Winkel
θ_0	[°]	Winkel zwischen Strahlachse und der Grenzstromlinie „Isentroper Kern - Grenzschichtexpansionsgebiet“
θ_{lim}	[°]	Winkel zwischen Strahlachse und der Grenzstromlinie des DLR-Plume-Modells
κ		Verhältnis der spezifischen Wärmen; $\kappa = \frac{c_p}{c_v}$
λ	[m]	mittlere freie Weglänge
μ	[Pa m]	dynamische Viskosität
ρ	$\left[\frac{kg}{m^3}\right]$	Dichte
σ	[m]	Teilchendurchmesser

Indizes

Tiefergestellte Indizes

SYMBOL	BEDEUTUNG
$()_0$	Ruhegrößen
$()_b$	Variable bezogen auf das Untergrundgas
$()_E$	Variable am Düsenaustritt
$()_{eff}$	Effektive Größe
$()_K$	Variable am Konverter der Patterson-Sonde
$()_N$	Normal (-Schub)
$()_R$	(Schub) durch die Rückströmung
$()_s$	Variable an der Spitze der Patterson-Sonde
$()_p$	Variable bezogen auf die Wechselwirkung
$()_W$	Variable bezogen auf die Düsenwand
$()_S$	Variable bezogen auf die Patterson-Sonde
$()_{Kern}$	Variable bezogen auf die Kernströmung

Hochgestellte Indizes

SYMBOL	BEDEUTUNG
$()^*$	kritische Variable im Düsenhals ($Ma = 1$)
$\tilde{()}$	normierte Größen

Kurzfassung

Die Abgasstrahl-Wechselwirkung von zwei Kleintriebwerken wird in der Hochvakuum-Umgebung der Simulationsanlage für Treibstrahlen in Göttingen (STG) untersucht. Um wesentliche Parameter bei der Erzeugung der Abgasstrahlen und ihrer Wechselwirkung, wie Ruhedruck p_0 , Ruhetemperatur T_0 und Düsenabstand Dy , systematisch verändern zu können, wird die Strömung durch zwei mit Stickstoff betriebene Kaltgastriebwerke erzeugt. Zur Strömungsvermessung dient die Patterson-Sonde, mit der in verdünnten Strömungen ein Teilchenfluss bestimmt wird.

Grundlage für die Beurteilung der Wechselwirkung ist der Abgasstrahl der Einzeldüse, bei dem p_0 , T_0 und die Reynolds-Zahl Re variiert wurden (Basis-Parameter sind $T_0 = 300\text{ K}$, $p_0 = 1660\text{ mbar}$ und $Re = 1457$). Als wichtige Vorarbeit für die Untersuchung der Wechselwirkung konnte gezeigt werden, dass die Struktur des Abgasstrahls unempfindlich gegenüber kleinen Schwankungen der Ruhegrößen ist. Hieraus folgt, dass im Falle von zwei aktiven Triebwerken, Veränderungen am Abgasstrahl ausschließlich auf der Wechselwirkung basieren. Des Weiteren ist die Vermessung des angularen Dichteverlaufs durchgeführt worden, da er die Grundlage für die Berechnung der Wechselwirkungs-Knudsenzahl Kn_P bildet.

Zur Charakterisierung der Wechselwirkung stromab der Düsenaustrittsebene wird die Anwendbarkeit der bereits existierenden Kennzahl Kn_P erweitert. Zudem wird besonders auf signifikante Eigenschaften des Strömungsfeldes, wie beispielsweise den Abstand der Wechselwirkungs-Stöße und seine Veränderung bei variablem Düsenabstand, eingegangen.

Messungen in der Rückströmung zeigen, dass diese Wechselwirkung anders strukturiert ist als diejenige stromab der Düsenaustrittsebene. Es sind in diesem Gebiet keine Wechselwirkungs-Stöße vorhanden. Über weite Bereiche weisen die normierten Flussverteilungen eine Unabhängigkeit von p_0 auf. Die Verteilung von Linien gleichen Flusses der Rückströmung ist Ellipsen-ähnlich. Diese Ellipsen-ähnliche Struktur bleibt bei einer Variation des Düsenabstandes erhalten, wobei mit geeignet gewählter Normierung eine Selbstähnlichkeit bis zum Düsenabstand $Dy = 10D_E$ vorliegt. Hierbei ist D_E der Düsenaustritts-Durchmesser. Auf dieser Basis ist die Rückströmung quantitativ beschrieben worden.

Die Messergebnisse sind geeignet, auf die Entstehungsmechanismen der Rückströmung schließen zu lassen. Obwohl die Patterson-Sonde hier nur eingeschränkte Aussagen erlaubt, kann aus der kombinierten Auswertung verschiedener Profile der Entstehungsmechanismus plausibel erklärt werden.

Neben der strömungsphysikalischen Untersuchung ist in dieser Arbeit Wert auf die raumfahrttechnische Nutzbarkeit der Ergebnisse gelegt worden. Eine Übertragung der Ergebnisse auf Triebwerke mit Verbrennung soll auf Basis der Ähnlichkeitstheorie gemäß eines Konzeptes stattfinden, das im Rahmen dieser Arbeit entwickelt worden ist. Des Weiteren ist der durch die Rückströmung hervorgerufene Schubgewinn abgeschätzt und die Verstärkung von Wärmelasten auf eine Raumfahrzeugstruktur stromauf der Düsenaustrittsebene berechnet worden.

Abstract

The plume-plume interaction of two small thrusters is investigated under high vacuum conditions in the DLR high vacuum plume test facility STG. In order to systematically vary essential parameters of the plumes and their interaction, total pressure p_0 , total temperature T_0 , and nozzle distance Dy , the flow is generated by two cold-gas-thrusters with nitrogen as test gas. To measure the rarefied plume-flow, the Patterson-probe for determining a particle flux is used.

The assessment of interaction is based on an analysis of the single plume. The parameters p_0 , T_0 and Reynolds Number Re (baseline-parameters $T_0 = 300\text{ K}$, $p_0 = 1660\text{ mbar}$ and $Re = 1457$) are varied. It has been shown as an important preliminary work for plume-plume interaction, that the plume structure is insensitive to small fluctuations of these three static parameters. As a result, in case of two active thrusters, changes of the plumes must have their reason in interaction of the two plumes. Furthermore, angular density profiles were measured. They are the basis for calculations of the Penetration Knudsen Number Kn_P .

The Penetration Knudsen Number Kn_P is used to characterise the interaction downstream of the nozzle exits. Its application range has been

extended. In addition, significant details of the flow field will be presented. An example is the distance of the two interaction shocks at a certain position and the variation of this distance by modifying the spacing of the nozzles.

Measurements of the backflow show a different structure in comparison to the interaction downstream. The backflow is localised upstream of the nozzle exits. No interaction shocks exist there. Normalised flux-distribution measurements show an independence of p_0 in a wide range. The distribution of lines with equal flux in the backflow has the shape of an ellipse. This ellipse-like form is conserved during a variation of nozzle distance. Using an adequate standardisation, self similarity can be observed up to a nozzle distance of $Dy = 10D_E$, where D_E is nozzle exit diameter. Based on this findings, the backflow has been described quantitatively.

The measurement results suggest a certain mechanism of backflow development. While Patterson-probe measurements only allow limited conclusions in this case, a possible explanation can be found by combining the analysis of different measurement-profiles.

In addition to fluid mechanical investigations, application of the findings to space technology is investigated. Based on similarity theory, a transfer of the results to thrusters with combustion is enabled through this work. Fundamental to this is a concept, which has been developed in this work. Furthermore the additional thrust caused by backflow has been estimated and the amplification of heat loads on a spacecraft structure, positioned upstream the nozzle exits, has been calculated.

1. Motivation und Zielsetzung

Raumfahrzeuge wie Sonden oder Satelliten spielen in der Forschung und Industrie eine wichtige Rolle, sei es zur Versorgung mit Informationen über Rundfunk und Internet, zur Erleichterung der Mobilität mit Hilfe der Navigation und der fotografischen Kartierung der Erde oder zur Überwachung der Umwelt. Hier tragen sie dazu bei, neben Fragestellungen wie beispielsweise nach dem Einfluss des Menschen auf das Klima, auch an der Beantwortung der entscheidenden Fragen unserer Entstehung und der des Sonnensystems mitzuwirken.

Die Vielzahl der Nutzungsmöglichkeiten wächst stetig weiter. Für einen kostengünstigen Zugang zum Weltraum werden Raumfahrzeuge von der Industrie nach einem Baukastenprinzip gefertigt, welches fortlaufend verfeinert wird. Auf diese Weise sind spezielle Raumfahrzeuge möglich, welche größtenteils auf Standardkomponenten wie beispielsweise einer bestimmten Grundplattform basieren. Eine Grundplattform beinhaltet neben der tragenden Struktur auch die Treibstofftanks sowie deren Druckversorgung.

Für den Antrieb werden in den meisten Fällen chemische Triebwerke verwendet, welche durch das Ausstoßen von beschleunigten Massen Rückstoßkräfte auf das Raumfahrzeug übertragen, den Schub. Die individuellen Raumfahrzeuge weisen unterschiedliche Größen, Formen und Massen auf. Diese Eigenschaften sowie Nutzungsanforderungen bestimmen die Auslegung von Bahn- und Lageregelungstriebwerken. Sie erfordern verschiedene Schubstärken, Anordnungen der Triebwerke sowie Feuerungsmodi.

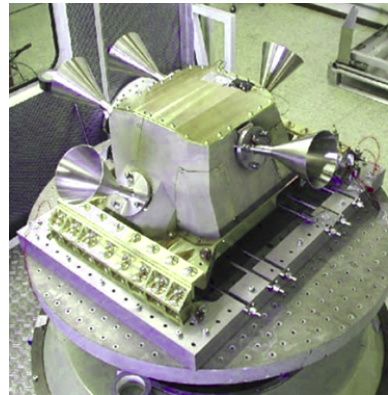


Abbildung 1.1.: Triebwerksbündel

Um auch im Antriebsbereich die Vorteile des Baukastenprinzips zu nutzen, wird auf eine Auswahl an schon vorhandenen Triebwerken zurückgegriffen, beispielsweise 0.5N, 1N, 2N und 10N für die Lageregelung. Die Idee ist jetzt, dass durch Bündelung von mehreren Triebwerken weitere Schubstärken erreicht werden. So können für 20N Schub zwei 10N Triebwerke verwendet werden, welche parallel nebeneinander anzuordnen sind. In **Abbildung 1.1** ist ein Triebwerksbündel des automatischen Transferfahrzeugs (ATV) zu sehen, das die Internationale Raumstation (ISS) versorgt. Oben links auf dem Bild sind zwei parallel angeordnete Triebwerke dargestellt.

Neben den konstruktiven Vorteilen des Baukastensystems erweitert eine Bündelung von Triebwerken die praktischen Möglichkeiten deutlich. Der Impulsübertrag auf das Raumfahrzeug wird über die Feuerungsdauer geregelt ($d\vec{p} = \vec{F}dt$ mit \vec{p} als Impuls und \vec{F} als Schub). Sind jedoch zeitkritische Manöver nötig, wie beispielsweise ein plötzliches Ausweichen, können bestimmte, große Impulsänderungen nur durch leistungsfähige Triebwerke gewährleistet werden. Da die minimale Feuerungsdauer jedoch nicht beliebig klein werden kann, geht mit leistungsstarken Triebwerken die Möglichkeit von feinen Eingriffen durch sehr kleine Impulse verloren. Hier liegt eine weitere Stärke der Bündelung von Triebwerken. Wird viel Schub benötigt, werden im obigen Beispiel beide Triebwerke gefeuert; wird wenig Schub benötigt, reicht es, ein Triebwerk zu feuern. Auf diese Weise können die Feuerungsmodi und damit die Regelungsmöglichkeiten ergänzt werden.

Der Abgasstrahl eines Triebwerks, der in ein weltraumähnliches Vakuum (Umgebungsdruck kleiner als 10^{-5} mbar) expandiert wird, ist in **Abbildung 1.2** skizziert. Zunächst besitzt er Kontinuum-Charakter, wird aber mit steigender Entfernung von der Düse immer weiter verdünnt. Aus Gasmolekülen der Grenzschicht wird zudem eine Rückströmung gebildet. Sie besitzt eine Geschwindigkeitskomponente, die der schuberzeugenden Strömungsrichtung entgegengesetzt ist.

Hinter den Triebwerken befindet sich gewöhnlich eine Raumfahrzeugwand. Diese wird von der Rückströmung angeströmt und erfährt dadurch Beaufschlagungseffekte. Diese können sein: Wärmelasten, Kräfte und Kontamination der Oberfläche. Für einen reibungslosen Betrieb eines Raumfahrzeugs ist es nötig, diese Beaufschlagungseffekte genau zu kennen. Voruntersuchungen [18] haben ergeben, dass der Betrieb zweier, parallel ange-

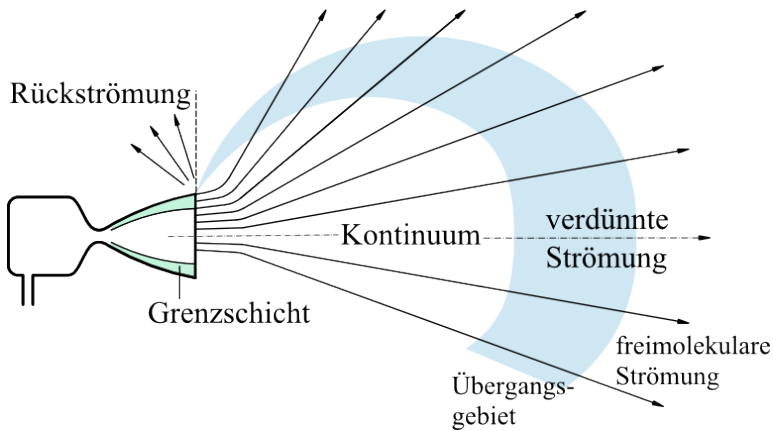


Abbildung 1.2.: Vereinfachte Skizze des Abgasstrahls einer Einzeldüse

ordneter Triebwerke zu einer nichtlinearen Verstärkung der Rückströmung führt. Nichtlinear bedeutet, dass bei gegebenen Ruhebedingungen der gemeinsame, rückwärtige Massenfluss zweier Triebwerke größer ist, als die Summe der Massenflüsse der Einzeltriebwerke. Diese Verstärkung ist die Folge einer Wechselwirkung der Abgasstrahlen beider Triebwerke. Da der Mechanismus, der zu dieser Verstärkung führt, bisher nur schwer zu quantifizieren ist, kann bislang keine Aussage über die Beaufschlagungseffekte getroffen werden.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, erstmals systematisch und unter welt-raumähnlichen Hochvakuumbedingungen die Abgasstrahl-Wechselwirkung zweier Kleintriebwerke zu untersuchen und zu charakterisieren. Dies umfasst auch die Rückströmung.

Als Strömungsquellen werden Kaltgastriebwerke verwendet, weil hier die Möglichkeit besteht, die für eine systematische Untersuchung notwendige ausgedehnte Parametervariation von Ruhedruck, Ruhetemperatur und Düsenabstand durchzuführen.

Es wird gezeigt, dass mit Hilfe eines Zwei-Düsen-Gestells, das extra konstruiert und gebaut wurde, eine umfangreiche Variation dieser Betriebs-Parameter gelingt. Das wäre mit Verbrennungs-Triebwerken nicht möglich. Deshalb werden die Kaltgastriebwerke, die skalierte Düsen eines kommer-

ziellen Verbrennungs-Triebwerks besitzen, unter Beachtung wesentlicher Kennzahlen mit Stickstoff betrieben und zur Erzeugung der Strömung verwendet. Sie ermöglichen eine freie Einstellung und systematische Variation wichtiger Größen (Reynolds-Zahl und Knudsen-Zahl der Düsenströmung) durch Regelung von Ruhedruck p_0 und Ruhetemperatur T_0 über einen großen Bereich.

Neben der Erweiterung des Gültigkeitsbereiches der Kennzahl Kn_p zur Charakterisierung der Wechselwirkung, werden die für die Beschreibung der Rückströmung wichtigen physikalischen Parameter herausgearbeitet. Hierbei ist das Ziel eine einfache und praktikable Modellierung, basierend auf den wesentlichen Einflussgrößen.

Um die raumfahrttechnische Nutzbarkeit zu gewährleisten, wird als Teil dieser Arbeit ein umfangreiches Untersuchungskonzept präsentiert, das ermöglichen soll, die Ergebnisse auf andere Triebwerke zu übertragen. Zusätzlich werden Überlegungen und Berechnungen zur durch die verstärkte Rückströmung erzeugten Thermallast und einen möglichen zusätzlichen Schub durchgeführt.

2. Grundlagen

In diesem Kapitel werden zunächst die grundlegenden Zusammenhänge der Düsenströmung und des Abgasstrahls dargelegt und mathematisch beschrieben. Für umfangreiche Herleitungen sei auf gängige Lehrbücher verwiesen, z.B. [49] und [60]. Zunächst wird auf Basisgleichungen der Strömungsmechanik eingegangen. Mit ihrer Hilfe können anschließend die Düsenströmung und der Abgasstrahl beschrieben werden.

Daraufhin werden wichtige Zusammenhänge zur Abgasstrahl-Wechselwirkung aus der Literatur gezeigt. Es findet eine Einteilung in Wechselwirkungs-Gebiete statt, die über die Kennzahl Kn_p auch quantitativ erfolgen kann. Die Definition und Bedeutung der Kennzahl wird präsentiert.

2.1. Basisgleichungen

In der Mechanik stellen die Bewegungsgleichungen - eine Bilanzierung aller beim betrachteten Problem wirkenden Kräfte bzw. Beschleunigungen - die Grundlage für weiterführende Berechnungen dar. In der Strömungsmechanik sind dies die Navier-Stokes-Gleichungen:

$$\rho \frac{d\vec{u}}{dt} = \rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \underbrace{\rho(\vec{u}\nabla)\vec{u}}_{\text{Trägheitskräfte}} = \underbrace{-\nabla p}_{\text{Druckkräfte}} + \underbrace{\mu\Delta\vec{u}}_{\text{Reibungskräfte}} + \underbrace{\rho\vec{F}}_{\text{äußere Kräfte}} \quad (2.1)$$

Hierbei ist ρ die Dichte, \vec{u} die Strömungsgeschwindigkeit, t die Zeit, μ die dynamische Viskosität und \vec{F} eine Kraft. Genau genommen beschreiben die Terme keine Kräfte, sondern Volumenkraftdichten. Dies sind Kräfte bezogen auf das Einheitsvolumen mit entsprechender Einheit $\frac{N}{m^3}$.

Weiterhin wesentlich zur Untersuchung von strömungsmechanischen Problemen sind Erhaltungsgleichungen, zum einen die Energieerhaltung und zum anderen die Massenerhaltung. Die erste kann ermittelt werden durch die Integration der Navier-Stokes-Gleichungen für den reibungsfreien Fall („Euler-Gleichung“). Sie heißt Bernoulli-Gleichung und lautet in Form

einer Druckgleichung:

$$p + \frac{\rho}{2}u^2 + \rho gh = \text{const} \quad (2.2)$$

Dabei ist p der statische Druck, g die Erdbeschleunigung und h eine Höhe. Spielt die Erdanziehung keine Rolle, beispielsweise weil die betrachtete Strömung auf einer Äquipotentialebene liegt, also bei konstanter Höhe verläuft, so erhält man mit p_0 als Ruhedruck:

$$p + \frac{\rho}{2}u^2 = \text{const} = p_0 \quad (2.3)$$

Die Erhaltungsgleichung für die Masse ist die Kontinuitätsgleichung. Sie lautet:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \vec{u}) = 0 \quad (2.4)$$

Auf diesen drei Gleichungen basierend kann die Strömung in einer Düse beschrieben werden. Hierzu wird die Näherung des eindimensionalen, isentropen Stromfadens benutzt. Folgende Punkte betrifft diese Näherung:

- Reduktion der Strömung auf eine Dimension
- Stationärer Zustand der Strömung
- Konstante Entropie (keine Reibung, kein Wärmetransport)
- Vernachlässigung äußerer Kräfte
- Konstanter Adiabatenexponent κ
- Dichte und Geschwindigkeit ändern sich nicht „zu stark“.

Die letzte Näherung ist für die Herleitung der Schallgeschwindigkeit nötig [60]. Sie ergibt sich für ein ideales Gas zu:

$$a^2 = \left(\frac{dp}{d\rho} \right)_S = \kappa RT \quad (2.5)$$

Es ist R die spezifische Gaskonstante und T die Temperatur. Der Index S steht für eine konstante Entropie. Mit der Kenntnis der Schallgeschwindigkeit kann die erste wichtige Kennzahl gebildet werden, die Mach-Zahl. Sie beschreibt das Verhältnis von Trägheitskräften zu Kompressionskräften

und vereinfacht sich zum Verhältnis von Strömungsgeschwindigkeit zu Schallgeschwindigkeit:

$$Ma = \frac{u}{a} = \frac{u}{\sqrt{\kappa RT}} \quad (2.6)$$

Sie ist eine Funktion der Gasart und der Temperatur. Mit den Gleichungen 2.1, 2.4, 2.5 und 2.6 erhält man folgende grundlegende Düsen-Gleichung für die eindimensionale Expansion:

$$\frac{1}{u} \frac{du}{dx} = \frac{1}{A} \frac{dA}{dx} \left(\frac{1}{Ma^2 - 1} \right) \quad (2.7)$$

In diesem Fall ist x die einzige Ortskoordinate und A der Düsenquerschnitt.

Die Aufgabe einer Triebwerksdüse ist es, das Gas gerichtet zu beschleunigen. Somit muss in Gleichung 2.7 der Term $\frac{du}{dx} > 0$ sein. Für mögliche Mach-Zahlen ergibt dies drei Fälle:

1. $Ma = 1$: Die Gleichung 2.7 ist nur definiert, wenn $\frac{dA}{dx} = 0$. In diesem Fall eines konstanten Querschnitts bleibt auch die Strömungsgeschwindigkeit konstant, da $\frac{du}{dx} = 0$.
2. $Ma < 1$: Für eine Beschleunigung des Gases muss $\frac{dA}{dx} < 0$ sein \Rightarrow Verkleinerung des Düsenquerschnitts A stromab.
3. $Ma > 1$: Für eine Beschleunigung der Gases muss $\frac{dA}{dx} > 0$ sein \Rightarrow Vergrößerung des Düsenquerschnitts A stromab.

Aus dieser Aufzählung resultiert die in **Abbildung 2.1** dargestellte Düsenform. Der engste Querschnitt wird Düsenhals genannt.

Neben den thermodynamischen Hauptsätzen sowie den daraus folgenden Relationen und Differentialen (siehe hierfür z.B.[50]), gibt es im Wesentlichen noch zwei grundlegende Beziehungen, die für weitere Betrachtungen notwendig sind. Die erste ist das ideale Gasgesetz, welches von punktförmigen Gasmolekülen ausgeht (Näherung 1: kein Eigenvolumen der Moleküle), die nur durch kurzzeitige Kollisionen¹ wechselwirken (Näherung 2: Keine Fernfeld-Kräfte zwischen den Molekülen):

$$p = \rho RT \quad (2.8)$$

¹Um eine Verwechslung zwischen dem Begriff Stoß, der eine Interaktion einzelner Moleküle untereinander beschreibt, und dem gasdynamischen Verdichtungs-Stoß zu vermeiden, werden Stöße von Molekülen im Folgenden als Kollision bezeichnet.

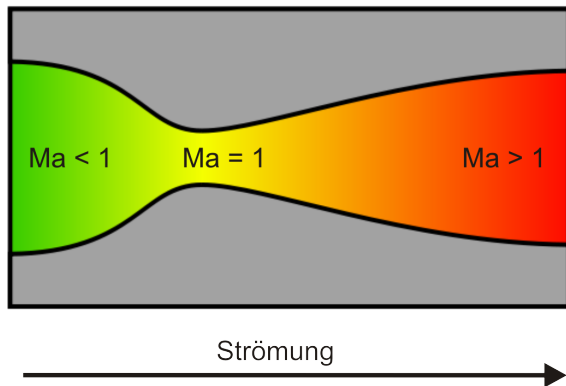


Abbildung 2.1.: Skizze einer Lavaldüse. Die Farben von grün nach rot stellen die steigende Mach-Zahl dar.

Die zweite Beziehung ist das Poissonsche Gesetz, welches aus dem ersten Hauptsatz der Thermodynamik und der Isentropie folgt:

$$pV^\kappa = \text{const} \quad (2.9)$$

In dieser Gleichung ist κ der Adiabatenexponent. Er ist für ein ideales Gas gegeben als das Verhältnis der spezifischen Wärmen:

$$\kappa = \frac{c_p}{c_v} = \frac{f + 2}{f} \quad (2.10)$$

Dieses Verhältnis ist abhängig von der Anzahl der Freiheitsgrade f eines Gasmoleküls und wird für eine Normbedingung angegeben. Im Falle von Stickstoff mit 5 Freiheitsgraden bei Zimmertemperatur beträgt $\kappa = 1,4$. Jedoch ist dieser Wert nicht konstant, sondern eine Funktion der Temperatur. Nur im Rahmen der oben aufgelisteten Näherungen wird er als konstant angesehen. Diese Näherung wird um so ungenauer, je größer Temperaturgradienten im betrachteten Strömungsbereich sind.

Aus den Gleichungen 2.9 und 2.8 folgt, dass

$$\left(\frac{p}{p_0}\right) = \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^\kappa = \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \quad (2.11)$$

Werden diese Gleichungen mit der Bernoulli-Gleichung 2.3 sowie mit 2.5 und 2.6 verknüpft, erhält man das Verhältnis von Strömungsgröße zu Ruhegröße als Funktion der Mach-Zahl sowie der Gasart:

$$\left(\frac{T}{T_0}\right) = \left(1 + Ma^2 \cdot \frac{\kappa - 1}{2}\right)^{-1} \quad (2.12)$$

$$\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right) = \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\frac{1}{\kappa-1}} = \left(1 + Ma^2 \cdot \frac{\kappa - 1}{2}\right)^{\frac{-1}{\kappa-1}} \quad (2.13)$$

$$\left(\frac{p}{p_0}\right) = \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} = \left(1 + Ma^2 \cdot \frac{\kappa - 1}{2}\right)^{\frac{-\kappa}{\kappa-1}} \quad (2.14)$$

Im Experiment werden die Ruhebedingungen sowie die Gasart vorgegeben. Der praktische Vorteil dieser Gleichungen liegt in der Möglichkeit, mit diesen Vorgaben und der Kenntnis der lokalen Mach-Zahl die wichtigen Größen „Dichte“, „statischer Druck“ und „Temperatur“ in der Strömung rechnerisch bestimmen zu können. Auf diese Weise ist es beispielsweise möglich, für $Ma = 1$ die sogenannten kritischen Größen im Düsenhals zu bestimmen.

Aus den Gleichungen 2.5, 2.6 und 2.14 ergibt sich für die Geschwindigkeit im Düsenhals:

$$u^* = \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa + 1} R T_0} \quad (2.15)$$

Mit dieser Geschwindigkeit verknüpft ist die ausgezeichnete Größe u_{lim} . Diese Grenzgeschwindigkeit ist die maximale Geschwindigkeit, die eine bestimmte Gasart beim Ausströmen aus einer Ruhekammer der Temperatur T_0 in ein Vakuum erreichen kann. In solch einem Fall ist das beschreibende thermodynamische Potential die Enthalpie H , welche mit dem ersten Hauptsatz und durch das Berücksichtigen der Relation $R = c_p - c_v$ in Form einer Ruheenthalpie ausgedrückt werden kann, nämlich $h_0 = T_0 \cdot c_p$ mit $h_0 = \frac{H_0}{m}$. Unter der Annahme, dass diese Ruheenthalpie vollständig in kinetische Energie umgewandelt wird, ergibt sich folgender Ausdruck für die Grenzgeschwindigkeit:

$$u_{\text{lim}} = \sqrt{\frac{2\kappa}{\kappa - 1} R T_0} = \sqrt{\frac{\kappa + 1}{\kappa - 1}} \cdot u^* \quad (2.16)$$

Mit Kenntnis der kritischen Geschwindigkeit, wie in Gleichung 2.15 dargestellt, wird die Betrachtung auf eine weitere wichtige Größe gelenkt, den

Massenstrom. Er beschreibt die Masse eines Fluids, die sich pro Zeiteinheit durch einen Querschnitt bewegt. Im Rahmen der isentropen Näherung, mit den oben aufgeführten Einschränkungen, wird vom isentropen Massenstrom gesprochen. Er kann allgemein ausgedrückt werden als Integralform der Kontinuitätsgleichung 2.4:

$$\dot{m}_{is} = A\rho u \quad (2.17)$$

Hier ist A ein Querschnitt. Im Falle einer Düse ist der Düsenhals als engster Querschnitt für den Massenstrom charakteristisch. Hier ist $A = \pi r^{*2}$, wobei r^* der Düsenhals-Radius ist. Für den praktischen Gebrauch ist es sinnvoll, die Gleichung so umzuformulieren, dass in ihr nur Größen vorkommen, die der Experimentator kennt oder beeinflussen kann. Mit der kritischen Geschwindigkeit laut 2.15 sowie den Beziehungen 2.12 und 2.13 erhält man:

$$\dot{m}_{is} = \pi r^{*2} \frac{p_0}{\sqrt{RT_0}} \underbrace{\sqrt{\kappa \left[\frac{2}{\kappa + 1} \right]^{\left(\frac{\kappa+1}{\kappa-1} \right)}}}_{=: \Gamma(\kappa)} \quad (2.18)$$

Wie angedeutet, wird der Wurzelterm in der Literatur (siehe zum Beispiel [19]) zur Vereinfachung oft als Funktion $\Gamma(\kappa)$ definiert.

Eine isentrope Strömung ist per Definition reibungsfrei. Gleichung 2.18 berücksichtigt demnach nicht die Grenzschicht im Düsenhals. Sie liefert somit einen Maximalwert für den Massenstrom, der bei realen Düsen je nach Grenzschichtdicke unter diesem theoretischen Wert liegen muss. Soll im Falle einer reibungsbehafteten Strömung die Verteilung von ρ und u über den Querschnitt berücksichtigt werden, wird der Düsenhals-Radius angepasst. Er wird um den Wert für die Verdrängungsdicke δ_1 vermindert:

$$r_{eff}^* = r^* - \delta_1 \quad (2.19)$$

Die Verdrängungsdicke ist ein Maß für die Verschiebung von Stromlinien durch die Grenzschicht. Für die Definitionsgleichung sei verwiesen auf [51]. Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, dass neben der Grenzschicht auch eine zu schnelle Querschnittsverengung im Einlauf der Düse einen kleineren effektiven Düsenhals-Radius bewirken kann. Dies wird durch die Kontraktionszahl beschrieben [7].

2.2. Strömung in einer Düse

Als Düsenströmung soll hier die Strömung innerhalb einer Düse, beginnend am Düsenhals und endend an der Düsenaustrittsebene, betrachtet werden. Ab der Düsenaustrittsebene wird die Strömung als Abgasstrahl bezeichnet. Der Unterschied zwischen Düsenströmung und Abgasstrahl liegt in der Art der Expansion. Innerhalb der Düse liegt eine geführte Expansion vor, außerhalb eine freie. Aufgrund der Haftbedingung an der Düsenwand und einer hieraus resultierenden Grenzschicht wird innerhalb der Düse die Expansion durch die Viskosität des Mediums beeinflusst. Die Grenzschicht ist definiert als der Bereich, in dem die Strömungsgeschwindigkeit kleiner als 99% im Vergleich zu der des Kerns ist [51]. Die Grenzschichtdicke δ für eine laminare Grenzschicht kann zunächst für eine ebene Platte durch die Grenzschicht-Theorie nach Blasius [51] beschrieben werden:

$$\frac{\delta(x)}{x} = \frac{5}{\sqrt{Re}} \quad (2.20)$$

Es ist zu erkennen, dass sie im wesentlichen von der Reynoldszahl Re abhängt und in Strömungsrichtung zunimmt. Die Reynolds-Zahl ist eine Kennzahl, die den Viskositäts-Einfluss charakterisiert. Generell ist sie ein Maß für das Verhältnis von Trägheitskraft zu Reibungskraft in der Strömung. In einer konsistenten Form auf eine Düsenströmung bezogen lautet sie:

$$Re = \frac{\rho_E u_E l_E}{\mu_E} \quad (2.21)$$

Der tiefergestellte Index $()_E$ steht für Größen am Düsenausgang (exit), l_E ist gewählt worden als Abstand zwischen Düsenhals und Düsenausgang. Die Dichte ρ_E kann aus der isentropen Stromfadentheorie gemäß Gleichung 2.13 ermittelt werden. Es ist dort die Mach-Zahl am Düsenausgang einzusetzen, auf die in Kürze eingegangen wird. Die Geschwindigkeit u_E kann mit Hilfe der Tabellen in [3] und Gleichung 2.16 bestimmt werden. In dieser Arbeit wird eine modifizierte Form verwendet, die Düsen-Reynoldszahl Re_E :

$$Re_E = \frac{\rho_E u_E l_E}{\mu_0} \quad (2.22)$$

Die Modifikation besteht darin, dass die Viskosität μ_0 auf die Ruhetemperatur T_0 bezogen ist. Der Vorteil dieser angepassten Re-Zahl ist, dass

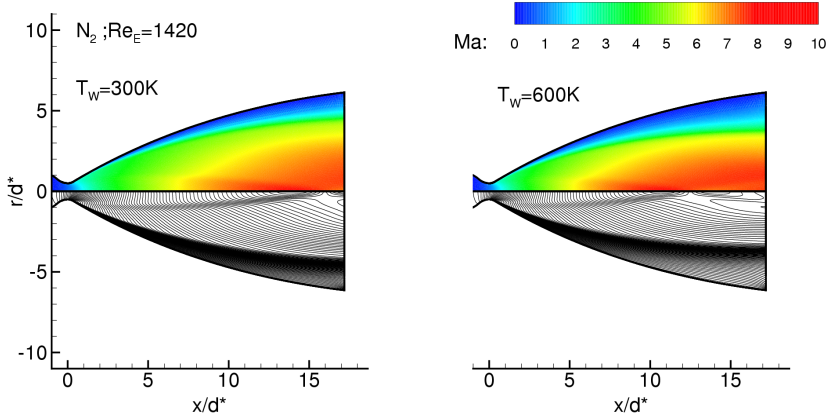


Abbildung 2.2.: Planare TAU-Simulation einer Düsenströmung für zwei verschiedene Düsenwandtemperaturen der verwendeten Düsen. $T_0 = 300\text{K}$. Simulation von Martin Grabe, DLR Göttingen [33].

sie über die dargestellten Variablen von den Ruhegrößen des Triebwerks sowie von seiner Geometrie abhängt. Diese Größen sind in der Regel bekannt und können bei den in der Messung verwendeten Kaltgastriebwerken genau eingestellt werden. Erfahrungen mit dieser Modifikation liegen beispielsweise durch Hefer [34] vor. Durch Erweiterung mit der Düsenaustrittsfläche A_E erhält Gleichung 2.22 folgende Form:

$$Re_E = \frac{\dot{m} l_E}{\mu_0 A_E} \quad (2.23)$$

Es ist \dot{m} der isentrope Massenstrom nach 2.17. Die Gleichungen 2.22 bzw. 2.23 berücksichtigen zwar die Viskosität in der Strömung, aber nicht die Grenzschicht in der Düse. Ihre Dicke wird, wie in Gleichung 2.20 dargestellt, erst über die Reynoldszahl bestimmt. Dabei kann von der Grenzschichtdicke einer ebenen Platte in guter Näherung auf die Grenzschichtdicke einer großen Düse geschlossen werden. Für kleine Düsen kann die Wandkrümmung jedoch nicht vernachlässigt werden. Zudem kann durch ein größeres Oberfläche/Volumen-Verhältnis die Grenzschicht eine entscheidende Rolle spielen. In **Abbildung 2.2** ist eine Simulation der Strömung in solch einer kleinen Düse wiedergegeben, die mit Hilfe

des DLR²-Kontinuumlösers TAU [29] erzeugt wurde. „Klein“ bedeutet eine Größenordnung von einem Zentimeter. Im oberen Bereich der Bilder ist in Farbe die Mach-Zahl in einem Schnitt durch die Düsenachse dargestellt, im unteren Bereich werden Iso-Machlinien Verteilungen gezeigt. Die Berechnung erfolgte analog zum Experiment mit Stickstoff als Medium und den gleichen Ruhebedingungen. Im linken Bild wurde eine isotherme Wand mit $T_W = 300$ K angenommen, im rechten eine mit 600 K. Zum einen ist zu erkennen, dass die Grenzschichtdicke (blauer Bereich, bzw. im unteren Teil gekennzeichnet durch viele eng liegende Iso-Machlinien) nicht mehr so gering ist, dass sie gegenüber der Kernströmung vernachlässigt werden kann. Zum anderen unterscheiden sich trotz gleicher Re-Zahl beide Strömungen, da die Düsenwand-Temperatur die Grenzschichtdicke beeinflusst. Wie groß dieser Einfluss ist, und mit welchen Gesetzmäßigkeiten die Grenzschicht für kleine Düsen beschrieben werden kann, wird aktuell in Form einer Diplomarbeit im DLR untersucht [58].

Anhand der Iso-Machlinien in **Abbildung 2.2** ist eine weitere Struktur zu erkennen, die nah an der Düsenachse verläuft. Es handelt sich hierbei um eine Kompressionswelle, die in der Nähe des Düsenhalses entsteht und innerhalb der Düse zusammen läuft. Je nach Re-Zahl kann sie auch erst außerhalb der Düse zusammenlaufen. Für Näheres siehe beispielsweise [6].

Wichtig zur Beschreibung einer Düsenströmung ist ferner die Gleichung für die Mach-Zahl einer Laval-Düse als Funktion des Flächenverhältnisses ϵ . Es kann aus den Basisgleichungen in Abschnitt 2.1 gewonnen werden:

$$\epsilon = \frac{A_E}{A^*} = \frac{1}{Ma_E} \left(1 + \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} (Ma_E^2 - 1) \right)^{\frac{\kappa + 1}{2(\kappa - 1)}} \quad (2.24)$$

Diese Gleichung gilt nur für Düsenströmungen ohne Grenzschicht. Im Falle einer Grenzschicht wird die geometrische Düsenquerschnittsfläche $A = \pi r^2$ mit der Verdrängungsdicke δ_1 gemäß Gleichung 2.19 korrigiert. Dabei ist r der lokale Radius. Es ergibt sich auf diese Weise ein effektives Flächenverhältnis [48].

In der Praxis ist das geometrische Flächenverhältnis bekannt, und es soll die Mach-Zahl am Düsenausgang bestimmt werden. Da die transzendente Gleichung 2.24 nicht nach der Mach-Zahl aufgelöst werden kann, ist für die schnelle Information die **Abbildung 2.3** hilfreich.

²DLR steht für „Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt“

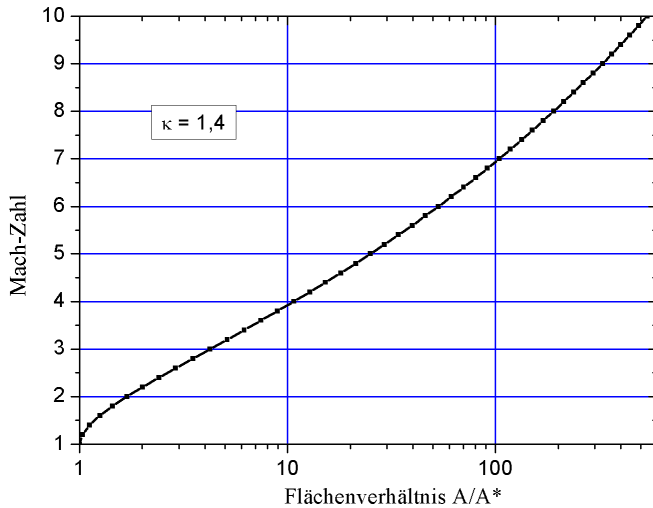


Abbildung 2.3.: Die Mach-Zahl am Düsenausgang einer Laval-Düse als Funktion des Flächenverhältnisses für $\kappa = 1,4$.

Nun kann an jedem Punkt in einer Düse die Mach-Zahl bestimmt werden. Mit den Gleichungen 2.12, 2.13 und 2.14 können so ebenfalls Temperatur, Dichte und Druck lokal zugeordnet werden, dies allerdings nur im Rahmen der isentropen Stromfadentheorie mit ihren Näherungen. Die in **Abbildung 2.2** dargestellte Feinstruktur der Düsenströmung mit Grenzschicht wird dabei nicht berücksichtigt.

2.3. Abgasstrahl aus der Einzeldüse

Es werden in diesem Abschnitt zunächst die Elemente des Abgasstrahls vorgestellt. Anschließend wird das DLR-Plume-Modell dargelegt, welches in dieser Arbeit zur Beschreibung des Abgasstrahls aus einer Einzeldüse Verwendung findet.

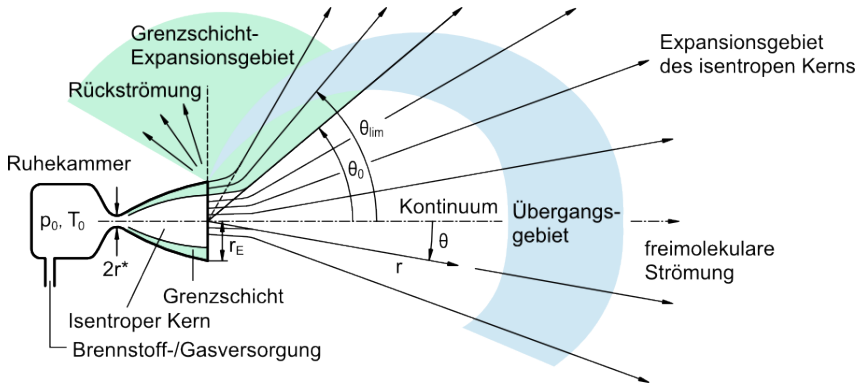


Abbildung 2.4.: Skizze des Abgasstrahls einer Einzeldüse

2.3.1. Elemente des Abgasstrahls

Bei der Expansion eines Abgasstrahls in eine Vakuumumgebung nimmt seine Dichte entlang der Stromlinien mit wachsender Entfernung zur Düse fortlaufend ab. Darauf basierend kann der Abgasstrahl in mehrere Bereiche unterteilt werden. Wie in **Abbildung 2.4** dargestellt, besitzt die Strömung nah an der Düse Kontinuums-Charakter. Das bedeutet, dass die ständige Wechselwirkung der Abgasmoleküle untereinander der dominierende Vorgang ist und dieser Strömungsbereich mit den Gleichungen der Kontinuums-Gasdynamik beschrieben werden kann. Diese dominierende Wechselwirkung nimmt mit weiterer Verdünnung des Abgasstrahls ab, bis nur noch gelegentliche Wechselwirkungen stattfinden. Es liegt stromab des Kontinuumgebietes zunächst ein Übergangsgebiet vor, in dem zwar noch eine Wechselwirkung in Form von intermolekularen Kollisionen stattfindet, jedoch reicht ihre Anzahl nicht mehr aus, um eine Temperatur im Gleichgewicht gemäß Gleichung 2.8 aufrecht zu erhalten. Anschließend folgt das Gebiet der freimolekularen Strömung. Hier finden intermolekulare Wechselwirkungen der Gasmoleküle nur vereinzelt statt. Demnach gilt auch nicht mehr die Kontinuums-Gasdynamik. Stattdessen können die thermischen Eigenschaften der Strömung eingefroren sein. Das bedeutet, dass die Temperatur der Gasmoleküle konstant bleibt, unabhängig von der Dichte. Die Wechselwirkungen mit der Umgebung werden als einzelne freimolekulare Kollisionen aufgefasst.

Der Abgasstrahl kann in die Strömungsbereiche **Kontinuumsbereich**, **Übergangsbereich** und Bereich der **freimolekularen Strömung** unterteilt werden. In dieser Unterteilung spielt die mittlere freie Weglänge λ der Gas-Moleküle des Abgasstrahls eine entscheidende Rolle [26]:

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2}\pi\sigma^2n} \quad (2.25)$$

Die Gleichung basiert auf der Annahme, Moleküle seien starre Kugeln. Hierbei ist n die Anzahldicke der Moleküle und σ der Moleküldurchmesser.

Für Stickstoff gilt [35]:

$$\sigma_{N_2} = 3,3 \cdot 10^{-10} m \quad (2.26)$$

Wird die mittlere freie Weglänge zu einer maßgebenden, makroskopischen Referenzlänge l_{ref} in Beziehung gesetzt, ergibt sich eine weitere für diese Arbeit wesentliche Kennzahl, die Knudsenzahl Kn :

$$Kn = \frac{\lambda}{l_{ref}} \quad (2.27)$$

Sie gibt an, ob intermolekulare Wechselwirkungen dominieren oder Wechselwirkungen zwischen den Molekülen des Abgasstrahls und einem Objekt der charakteristischen Länge l_{ref} . Im Falle der vorliegenden Arbeit ist nicht die Wechselwirkung mit einem Objekt wesentlich, sondern die mit einem weiteren Abgasstrahl. Auf diesen Sachverhalt, der eine spezielle Definition der Knudsenzahl erforderlich macht, wird im Kapitel 2.4 eingegangen.

Die Gebiete des Abgasstrahls lassen sich nach Einführung der Knudsenzahl, wie in **Tabelle 2.1** aufgelistet, quantitativ unterteilen [26]. Als Referenzlänge l_{ref} ist der Düsenhalsdurchmesser d^* geeignet, da er wesentlich den Massenstrom in der Strömung bestimmt. Auf diese Weise wird eine Vergleichbarkeit mit anderen Düsen beziehungsweise einer Lochblende ermöglicht.

- **Kontinuum:** Die Strömung lässt sich makroskopisch mit Hilfe der Navier-Stokesschen Gleichungen beschreiben. Es können sich gasdynamische Stöße und Grenzschichten bilden.
- **Gleitströmung:** Sie ist Teil des Übergangsgebietes und wird im Wesentlichen wie das Kontinuum behandelt. Es müssen allerdings

Kontinuum		Kn	$< 0,01$
Gleitströmung	$0,01 <$	Kn	$< 0,1$
Übergangsgebiet	$0,1 <$	Kn	< 10
freie Molekülströmung	$10 <$	Kn	

Tabelle 2.1.: *Unterteilung einer Strömung in Gebiete zunehmender Verdünnung*

modifizierte Randbedingungen eingeführt werden, da die Haftbedingungen nicht erfüllt werden. Daraus folgt ein Temperatur- und Geschwindigkeitssprung an der Oberfläche von Körpern.

- **Übergangsgebiet:** Die Kontinuums-Annahmen gelten nicht mehr, die der freien Molekülbewegung noch nicht. Beschreibung näherungsweise durch Bridge-Funktionen³ möglich.
- **freie Molekülströmung:** Moleküle kollidieren (fast) nicht mehr miteinander. Zur Beschreibung ihrer Wechselwirkung mit einem Körper wird jedes Molekül einzeln mikroskopisch beschrieben und ausgewertet. Anschließend kann eine Statistik angewendet werden (Gaskinetik).

Als Ergänzung sei erwähnt, dass zudem häufig eine innere Knudsenzahl verwendet wird, die als charakteristische Länge einen Dichtegradienten verwendet [35]: $l_{ref} = \frac{\rho(x)}{d\rho/dx}$. Mit ihr werden die Verdünnungseffekte innerhalb der Strömung beschrieben.

Neben der Einteilung des Abgasstrahls in die oben dargestellten Strömungsgebiete ist eine weitere Unterteilung sinnvoll. Wie in **Abbildung 2.4** dargestellt, wird zwischen Expansionsgebiet des isentropen Kerns und Grenzsicht-Expansionsgebiet unterschieden. Es setzt sich hier die in der Düse vorgenommene Unterteilung in Kernströmung und Grenzsicht fort. Im folgenden Kapitel über das DLR-Plume-Modell wird gezeigt, dass sich beide Bereiche unterschiedlich verhalten. Der Übergang findet beim Grenzwinkel θ_0 statt.

³Bridge-Funktionen „überbrücken“ ein mathematisch noch nicht geschlossen beschreibbares Gebiet zwischen schon beschreibbaren Gebieten, indem stetig extrapoliert wird, wobei für den Verlauf Vermutungen oder Erfahrungen einfließen. Im Deutschen gibt es dafür keinen gleichwertigen Fachbegriff.

2.3.2. DLR-Plume-Modell

Zur Beschreibung des Abgasstrahls aus einer Einzeldüse wird das DLR-Plume-Modell [9] verwendet. Es wurde in den 1980er Jahren entwickelt vor dem Hintergrund, Beaufschlagungseffekte berechnen zu können. Diesem Ziel folgend, liefert es eine gute Vorhersage der Kernströmung. Im Grenzschicht-Expansionsgebiet nimmt die Genauigkeit des Modells jedoch mit steigendem Winkel θ (siehe **Abbildung 2.4**) ab. Zudem finden Beaufschlagungseffekte in der Regel im Fernfeld des Abgasstrahles statt. Aus diesem Grunde liegt dem DLR-Plume-Modell eine Fernfeldnäherung zugrunde, die von einer punktförmigen Strömungsquelle ausgeht. Die Struktur des Nahfeldes kann das Modell nicht wiedergeben. Dies muss im Rahmen dieser Arbeit insbesondere beachtet werden, wenn die Strömungen aus den Nahfeldbereichen von zwei Düsen wechselwirken. Der praktische Vorteil dieses Modells liegt in der Möglichkeit, alle (für die Beaufschlagung und auch für diese Arbeit) relevanten Größen an jedem Ort der Strömung analytisch vorherzusagen.

Grundlage für das DLR-Plume-Modell bildet eine Modellierung von Simons [53], der wiederum die Untersuchungen von Boynton [12] verallgemeinert hat. Das Ergebnis ist ein analytisches Modell zur Beschreibung des Dichteverlaufes in einem Abgasstrahl [9][10][11]. Es ist r der Abstand vom Düsenausgang (der jetzt eine Punktquelle ist) und θ der Winkel zwischen Strahlachse und betrachteter Stromlinie gemäß **Abbildung 2.4**. Die Grundaussagen sind:

1. Die Dichte der als gerade angenommenen Stromlinien ($\theta = \text{const}$) fällt ab gemäß:

$$\rho(r) \propto \frac{1}{r^2} \quad (2.28)$$

2. Die angulare ($r = \text{const}$) Dichteverteilung wird von einer Funktion $f(\theta)$ beschrieben:

$$\rho(\theta) \propto f(\theta) \quad (2.29)$$

Laut Simons kann dann der rotationssymmetrische Abgasstrahl beschrieben werden durch die Gleichung:

$$\rho(r, \theta) = \rho^* A_p f(\theta) \left(\frac{r^*}{r} \right)^2 \quad (2.30)$$

Äußere Kräfte wie die Erdanziehung werden vernachlässigt, weil sie keine Rolle spielen. Die Konstante A_p wird „Strahl-Konstante“ genannt und ergibt sich aus Betrachtungen des Massenstroms zu:

$$A_p = \frac{\frac{u^*}{2u_{\text{lim}}}}{\int_0^{\theta_{\text{lim}}} f(\theta) \sin \theta \, d\theta} \quad (2.31)$$

Hier kommt die Fernfeldnäherung zum Tragen, da davon ausgegangen wird, dass die Grenzgeschwindigkeit u_{lim} bereits erreicht worden ist. Die obere Integrationsgrenze θ_{lim} ist die Summe aus dem Prandtl-Meyer-Winkel, bezogen auf die Mach-Zahl der Kernströmung, und dem Düsenaustrittswinkel θ_E :

$$\theta_{\text{lim}} = \underbrace{\nu(Ma = \infty) - \nu(Ma = Ma_E)}_{\text{Prandtl-Meyer-Winkel}} + \theta_E \quad (2.32)$$

Der Winkel θ_{lim} wird nur als Rechengröße eingeführt, da der Prandtl-Meyer-Winkel nur im Zweidimensionalen gilt. Er wird gebildet aus Werten der Prandtl-Meyer-Funktion und beschreibt den Winkel, um den eine isentrope Strömung mit gegebener Mach-Zahl ($Ma \geq 1$) während der Umströmung einer Kante umgelenkt wird. Die Prandtl-Meyer-Funktion enthält neben der Mach-Zahl als Parameter lediglich den Adiabatenexponenten:

$$\nu(Ma) = \sqrt{\frac{\kappa + 1}{\kappa - 1}} \arctan \sqrt{\frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} (Ma^2 - 1)} - \arctan \sqrt{Ma^2 - 1} \quad (2.33)$$

Die Prandtl-Meyer-Funktion und der Umlenkwinkel sind in **Abbildung 2.5** dargestellt. Es ist zu erkennen, dass der Umlenkwinkel kleiner wird, je größer die Mach-Zahl der Strömung ist. Das kommt im DLR-Plume-Modell zum Tragen, da in obiger Betrachtung bezüglich θ_{lim} die Grenzschicht vernachlässigt wird. Stattdessen liegt die Annahme zugrunde, die Kernströmung selbst werde um die Düsenlippe herum umgelenkt. Wie Plähn jedoch zeigen konnte [48], ist diese Festlegung des Grenzwinkels nicht zutreffend. Sie konnte durch Messungen nicht bestätigt werden. Diese Annahme wirkt sich besonders auf die angulare Beschreibung des Ab-

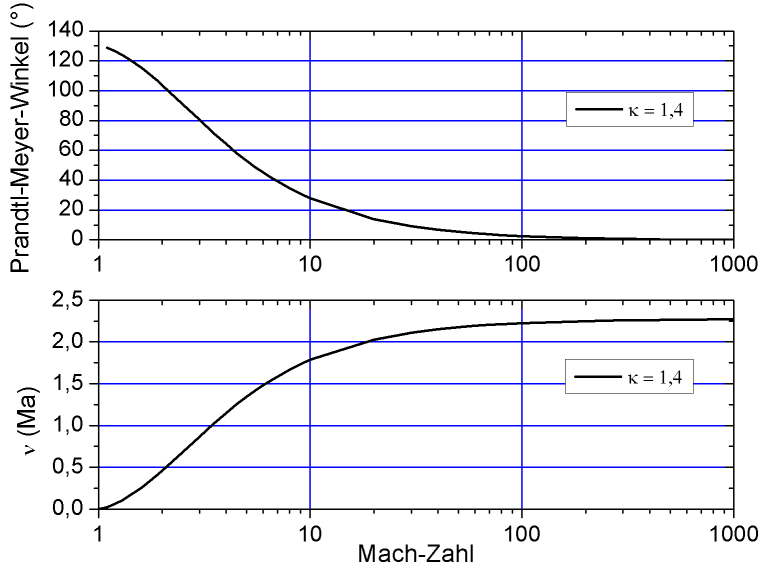


Abbildung 2.5.: Prandtl-Meyer-Funktion und Umlenkwinkel

gasstrahls mittels der Funktion $f(\theta)$ aus:

$$f(\theta) = \begin{cases} \cos\left(\frac{2}{\kappa-1}\right) \left(\frac{\pi}{2} \frac{\theta}{\theta_{\text{lim}}}\right) & \text{für } 0 < \theta \leq \theta_0 \\ f(\theta_0) e^{-\beta(\theta-\theta_0)} & \text{für } \theta_0 < \theta \leq \theta_{\text{lim}} \end{cases} \quad (2.34)$$

In dieser Gleichung ist θ_0 der Winkel, welcher das Expansionsgebiet des isentropen Kerns von dem Grenzschichtexpansionsgebiet trennt (siehe **Abbildung 2.4**) und β eine Konstante. Von Simons ist θ_0 als eine Funktion der Grenzschichtdicke sowie der Gasart bestimmt worden zu:

$$\theta_0 = \theta_{\text{lim}} \left[1 - \frac{2}{\pi} \left(\frac{2\delta_E}{r_E} \right)^{\left(\frac{\kappa-1}{\kappa+1}\right)} \right] \quad (2.35)$$

Die Konstante β ist gegeben durch:

$$\beta = A_p \left(\frac{\kappa+1}{\kappa-1} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \left(\frac{2\bar{u}_{\text{lim}}}{u_{\text{lim}}} \right) \cdot \left(\frac{r_E}{2\delta_E} \right)^{\left(\frac{\kappa-1}{\kappa+1}\right)} \quad (2.36)$$

Da β und A_p voneinander abhängen, können sie nur iterativ ausgerechnet werden. Die in beiden Gleichungen vorkommende Grenzschichtdicke ist hierbei die einer angepassten Grenzschicht nach Blasius [51], wobei der größeren Dicke durch einen größeren Vorfaktor Rechnung getragen wird. Für die Grenzschichtdicke am Düsenausgang ergibt sich nach [10] abweichend von Gleichung 2.20:

$$\delta_E = 6,25 \frac{l_E}{\sqrt{Re_E}} \quad (2.37)$$

Zudem wurde die mittlere Geschwindigkeit \bar{u}_{lim} im Grenzschicht-Expansionsgebiet zu $\bar{u}_{\text{lim}} = 0,75 u_{\text{lim}}$ festgelegt.

Diese Auswahl an Gleichungen stellt das Grundgerüst des DLR-Plume-Modells dar. Es ist von Boettcher und Legge [10] erweitert worden um:

1. Die Einführung von effektiven Ruhegrößen sowie der Grenzgeschwindigkeit speziell für das Grenzschicht-Expansionsgebiet. Auf diese Weise wurde die Möglichkeit geschaffen, auch in diesem Gebiet ähnlich wie im Kern die wesentlichen Größen über die Gleichungen 2.12, 2.13 und 2.14 zu bestimmen.
2. Die Berücksichtigung des Einfrierens von Strömungsgrößen durch eine zunehmende Verdünnung des Abgasstrahls. Hierfür wurde eine Einfrierfläche definiert, bis zu der die Teilchen kollidieren und ein thermisches Gleichgewicht vorliegt. Ab der Einfrierfläche finden keine Kollisionen mehr statt. Die Strömung wird nicht weiter beschleunigt, und die Temperaturkomponenten parallel und senkrecht zur Stromlinie haben verschiedene Verläufe. Dies resultiert in verschiedenen Mach-Zahl-Komponenten.

Auf diese Anpassungen wird hier nicht eingegangen. Vielmehr soll hervorgehoben werden, dass die Ungenauigkeiten des Modells im Hinblick auf den angularen Dichteverlauf im Grenzschicht-Expansionsgebiet es nahelegen, den Abgasstrahl der verwendeten Düse experimentell zu vermessen. Auf diese Weise wird eine Funktion $f(\theta)$ ermittelt, aus der auch die Plumekonstante A_p bestimmt werden kann. Beides ist nötig, um die Abgasstrahl-Wechselwirkung zu charakterisieren.

2.4. Abgasstrahl-Wechselwirkung

In diesem Kapitel soll das bekannte Wissen über die Abgasstrahl-Wechselwirkung anhand umfangreicher Literatur dargelegt werden. Anschließend wird die vorliegende Arbeit in diesen Kontext eingeordnet.

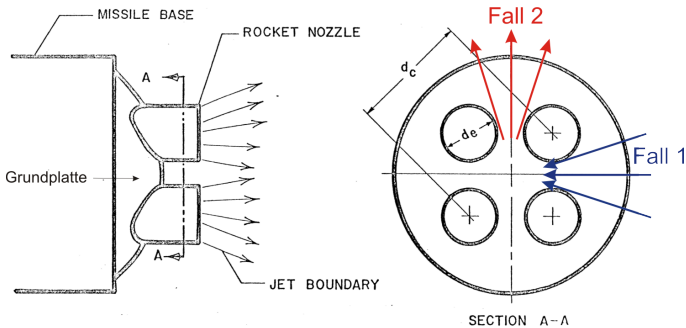


Abbildung 2.6.: Der Versuchsaufbau von Goethert. Die vier Düsen sind symmetrisch auf einer Grundplatte angeordnet. Entnommen aus [30]. Die Pfeile in Farbe sind Ergänzungen vom Autor.

Das erste Mal beschrieben wird eine Wechselwirkung von Abgasstrahlen im Jahr 1960 von Goethert [30]. Er hat theoretisch und experimentell die Strömung aus vier Triebwerken einer Rakete untersucht. Eine Skizze seines Aufbaus ist in **Abbildung 2.6** zu sehen. Die Versuche wurden im Kaltgasbetrieb mit Luft in unterschiedlichen Höhen durchgeführt. Goethert konnte beobachten, wie zunächst bei geringen Höhen die Umgebungsluft die Grundplatte kühlte, da die Luft zwischen den vier Düsen durch die Abgasstrahlen angesaugt wurde. Dies ist durch die Pfeile mit der Bezeichnung Fall 1 gekennzeichnet. Bei größerer Höhe kehrte sich der Effekt jedoch um und die Grundplatte wurde von Abgasstrahlen angeblasen, die anschließend durch die Lücken zwischen den Düsen entwichen. Dies ist in der Zeichnung durch die Pfeile mit der Bezeichnung Fall 2 skizziert. Hierbei änderte sich diese Rückströmung ab einer bestimmten Höhe nicht mehr. Mit Hilfe von Druck- und Temperaturmesswerten hat Goethert verschiedene Größen wie den Wärmestrom und Schub berechnet. Interessant ist, dass beim Feuern von nur drei der vier Düsen die Rückströmung fast nicht messbar war. Die Rückströmung scheint demnach von der Anordnung der Düsen abzuhängen.

In den Jahren nach dieser Arbeit wurden eine Vielzahl von Untersuchungen die Abgasstrahl-Wechselwirkung betreffend veröffentlicht. Im Wesentlichen sind es sowohl experimentelle Messungen als auch numerische Simulationen, die sich auf die Wechselwirkung stromab, häufig auf eine Stoßstruktur von zwei interagierenden Abgasstrahlen, beziehen. Hierbei wurden als Strömungsquellen Düsen [1][13][28] sowie Lochblenden [45][59] verwendet. Die Anordnung der Strömungsquellen war meistens parallel, gelegentlich auch gegeneinander geneigt [15][27]. Als Fluid wurden unterschiedliche Gase gewählt, in Einzelfällen [2] sogar Triebwerke mit Verbrennung gefeuert. In den experimentellen Arbeiten wurden zudem verschiedene Methoden zur Sichtbarmachung der Strömung, beispielsweise Elektronenstrahl- und Laserinduzierte-Fluoreszenz, Röntgenemissionen in Form von Bremsstrahlung und eine Fluß-Sonde verwendet. Gemeinsamkeiten dieser Arbeiten sind, dass:

- alle jeweils eine spezielle Problemstellung untersuchen (Einzelfall),
- das Wechselwirkungsgebiet oft als dritter Abgasstrahl gedeutet wird,
- das Interesse bis auf wenige Ausnahmen [55][2][61] nur der Wechselwirkung stromab galt oder generell dem Schub [36], nicht jedoch der Rückströmung,
- bei experimentellen Arbeiten nur Messungen im Grobvakuum möglich waren,
- Charakterisierungsversuche auf der Wechselwirkung mit einem Grobvakuum beruhen [24][54][27].

Die einzigen Arbeiten, die den Versuch einer allgemein gültigen Charakterisierung der Abgasstrahl-Wechselwirkung präsentieren, sind die Untersuchungen von Koppenwallner und Dankert [38][16]. In [17] wird zudem die Verwendung ihrer eingeführten Kennzahl diskutiert. Die Charakterisierung über eine Kennzahl beschränkt sich zwar auf das Wechselwirkungsgebiet stromab, dennoch sollen die Arbeiten von Koppenwallner und Dankert den Ausgangspunkt dieser Arbeit bilden.

2.4.1. Abgasstrahl-Wechselwirkung nach Koppenwallner

In [38] wird von G. Koppenwallner die Möglichkeit dargelegt, die Wechselwirkung von Abgasstrahlen anhand einer angepassten Knudsenzahl, ähnlich der in **Tabelle 2.1** dargestellten Unterteilung, in verschiedene Gebiete

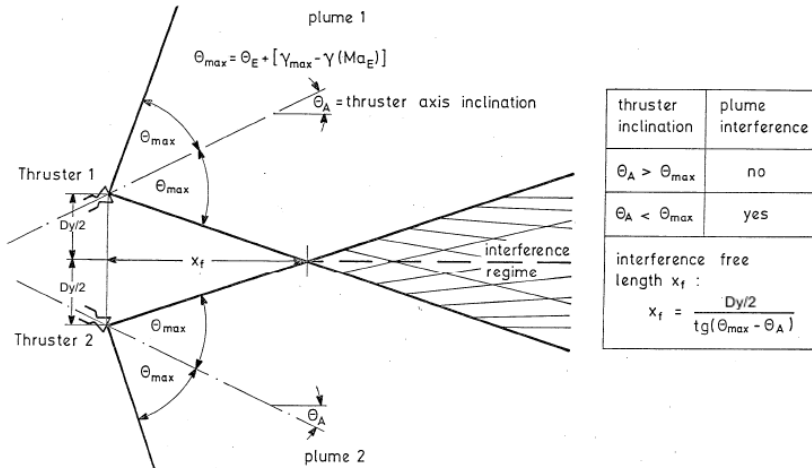


Abbildung 2.7.: Geometrische Bedingung für eine Wechselwirkung nach Koppenwallner. Skizze entnommen aus [38] (Bezeichnungen angepasst).

einzuordnen. Anlass für seine Untersuchungen war ein Problem des Orbital Test Satellites (OTS), bei welchem Abgasstrahlen der Lageregelungs-Triebwerke wechselwirkten. Aus diesem Grund liegt der Schwerpunkt seiner Arbeit auf der Wechselwirkung stromab der Düsen. Sie wird häufig als Interferenz bezeichnet.

In seinem Bericht unterscheidet Koppenwallner zwischen der Expansion in ein absolutes Vakuum sowie in ein größeres, einhergehend mit der Bildung von Stoßstrukturen aufgrund der Wechselwirkung mit dem Hintergrund-Gas. In der vorliegenden Arbeit wird nur die Expansion in ein weltraum-ähnliches Vakuum ($p_b < 10^{-5}$ mbar) betrachtet. Schließlich soll die Abgasstrahl-Wechselwirkung allgemein für eine Anwendung im Weltraum charakterisiert werden. Dies erfordert einen sich voll ausbildenden Abgasstrahl, in dem auch bei geringen Teilchendichten Wechselwirkungen auftreten können.

In seiner Beschreibung legt Koppenwallner zunächst geometrische Anforderungen für eine Wechselwirkung von Abgasstrahlen fest. Dafür geht er

von einem räumlich begrenzten Abgasstrahl aus, der von einer Grenzstromlinie unter dem Winkel θ_{\max} abgeschlossen wird. Dies ist in **Abbildung 2.7** dargestellt. Der Winkel ist nichts anderes als der in Kapitel 2.3 dargelegte Grenzwinkel θ_{\lim} .

Aus dieser Annahme folgt direkt die geometrische Bedingung für eine Interferenz der Abgasstrahlen: Es muss der Neigungswinkel θ_A der Düsen kleiner sein als der Grenzwinkel.

Eine weitere Folge dieser Annahme ist, dass es einen interferenzfreien Bereich gibt, der von den Stromlinien der Düsen unter dem Winkel θ_{\lim} begrenzt wird. Zur Beschreibung wird eine ausgezeichnete Symmetrie-Ebene betrachtet, die Wechselwirkungsebene. Unter der Annahme, dass gleichartige Düsen verwendet und gleich betrieben werden, liegt die Wechselwirkungsebene genau zwischen den Düsen. Diese Bedingungen werden bei den Messungen im Rahmen dieser Arbeit erfüllt, so dass die Wechselwirkungsebene ortsfest ist. Der Nullpunkt des verwendeten Koordinatensystems befindet sich genau zwischen den Düsen in der Düsenaustrittsebene (siehe hierzu **Skizze 2.8**). Demnach entspricht die x-Achse als Abszisse der Wechselwirkungslinie bzw. legt eine Richtung der Wechselwirkungsebene fest. Die zweite Richtung wird von der z-Achse (zeigt aus der Zeichenebene heraus) bestimmt. In diesem Koordinatensystem berechnet sich die interferenzfreie Länge x_f , wie in **Abbildung 2.7** dargestellt, aus trigonometrischen Betrachtungen zu

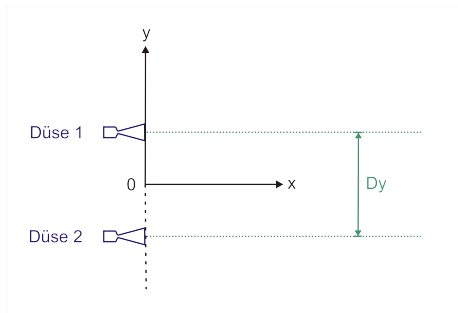


Abbildung 2.8.: Koordinatensystem

$$x_f = \frac{Dy/2}{\tan(\theta_{\lim} - \theta_A)} \quad (2.38)$$

Diese Betrachtungen, basierend auf einem Abgasstrahl mit festen Grenzwinkeln kleiner als 90° , sind kritisch zu sehen. Schließlich hat sich durch spätere Messungen herausgestellt, dass die Festlegung dieser Grenze unter Vernachlässigung der Grenzschicht nicht korrekt ist, wie im Kapitel 2.3 dargelegt. Der Abgasstrahl expandiert in einem deutlich breiteren Bereich mit Winkeln über 90° . Hieraus folgt:

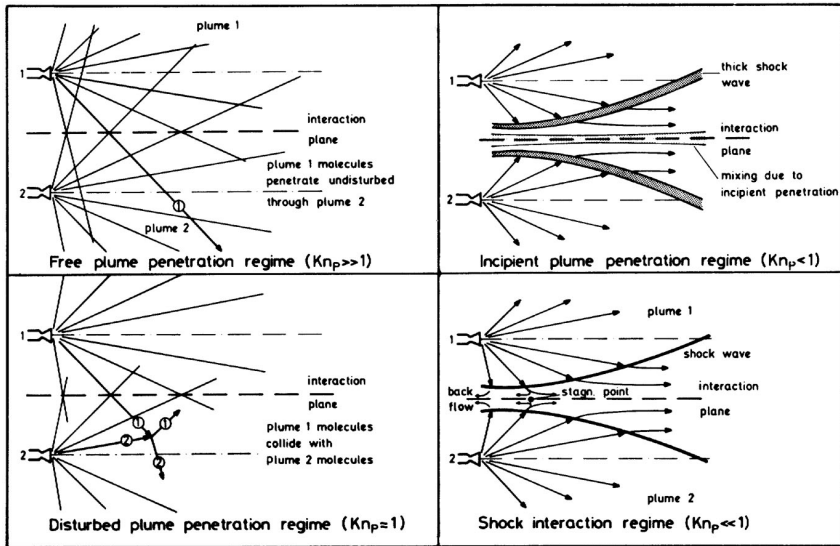


Abbildung 2.9.: Unterteilung der Wechselwirkung in Gebiete. Entnommen aus [38].

- Es kann für zwei Düsen keine Konfiguration geben, unter der sich die Abgasstrahlen nicht durchdringen \Rightarrow Es findet immer eine Wechselwirkung statt.
- Für parallel angeordnete Düsen gibt es stromab der Düsen in dieser Betrachtungsweise kein wechselwirkungsfreies Gebiet.

2.4.2. Wechselwirkungs-Gebiete

Der Mechanismus einer Wechselwirkung wird im Wesentlichen von dem Dichteniveau der Abgasstrahlen im Wechselwirkungsgebiet bestimmt. Der Dichteverlauf mit den diskutierten Einschränkungen ist aufgrund des DRL-Plume-Modells bekannt. Koppenwallner hat die Art der Wechselwirkung in vier Gebiete unterteilt. Zur Veranschaulichung soll **Abbildung 2.9** dienen. In der Reihenfolge steigender Dichte sind dies:

- **Gebiet der freien Durchdringung:** Die Abgasstrahlen sind so verdünnt, dass sie von den Molekülen des jeweils anderen Abgasstrahls ohne Kollision passiert werden können (dargestellt in **Ab-**

bildung 2.9 links oben). Um das Strömungsfeld insgesamt zu beschreiben, können einfach die einzelnen Strömungsfelder per Superposition addiert werden.

- **Gebiet der gestörten Durchdringung:** In diesem Gebiet finden vereinzelte Kollisionen der Moleküle beim gegenseitigen Durchdringen der Strömungsfelder statt (dargestellt in **Abbildung 2.9** links unten). Die Abgasstrahlen beeinflussen sich nur leicht. Es sind besonders stromauf auch zurückgestreute Moleküle zu erwarten. Diese könnten zu einer Rückströmung führen.
- **Gebiet der beginnenden Durchdringung:** Die Abgasstrahlen sind deutlich dichter. Es können sich diffuse Stöße ausbilden (dargestellt in **Abbildung 2.9** rechts oben). Eine Durchdringung ist zwar möglich, allerdings ist sie im Wesentlichen beschränkt auf die nähere Umgebung der Wechselwirkungsebene. Die mittlere freie Weglänge ist etwa vergleichbar mit dem Stoßabstand. Durch die erhöhte Anzahl an Kollisionen ist stromauf mit einer Rückströmung zu rechnen.
- **Gebiet der Stoßwechselwirkung:** Beide Abgasstrahlen besitzen im Wechselwirkungs-Gebiet Kontinuumscharakter (dargestellt in **Abbildung 2.9** rechts unten). Es bilden sich ausgeprägte Stöße und ein freier Staupunkt. Die Wechselwirkung ist beschränkt auf die Wechselwirkungsebene. Aufgrund des Staupunktes bildet sich eine Rückströmung.

Entlang der Wechselwirkungsebene treffen von Ort zu Ort verschiedene Teilchendichten aufeinander. Es ist plausibel, dass dies lokal verschiedenartige Wechselwirkungen hervorrufen kann. In Bereichen hoher Dichte entstehen Stöße, in Bereichen niedriger Dichte können sich die Abgasstrahlen durchdringen.

2.4.3. Die Wechselwirkungs-Knudsenzahl

Um zwischen den Arten der Wechselwirkung unterscheiden zu können, hat Koppenwallner die Wechselwirkungs-Knudsenzahl Kn_p eingeführt (der Index p steht für „penetration“, im Original heißt die Kennzahl „penetration Knudsen number“):

$$Kn_p = \frac{\lambda_p}{l_{\text{ref}}} \quad (2.39)$$

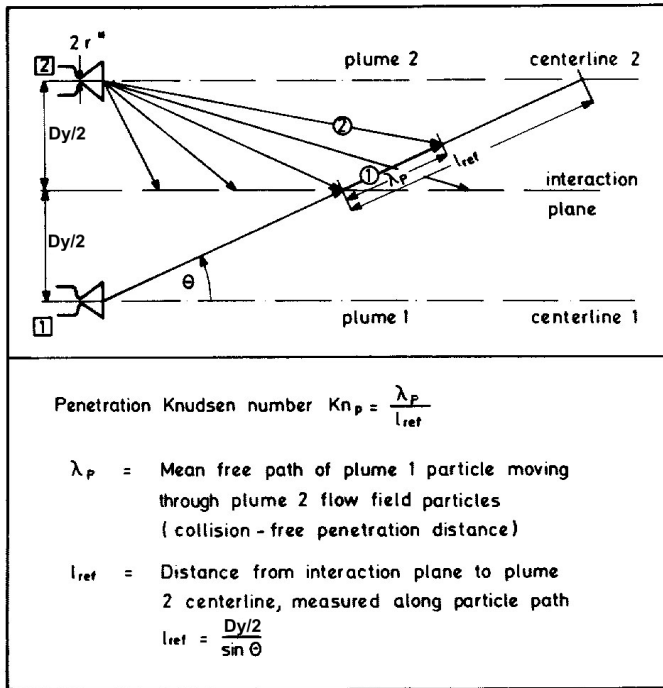


Abbildung 2.10.: Die Definition der Wechselwirkungs-Knudsenzahl Kn_p . Entnommen aus [38] (Bezeichnungen angepasst).

Sie basiert auf einer modifizierten mittleren freien Weglänge λ_p sowie einer für jeden Ort verschiedenen Referenzlänge l_{ref} . Diese Definition der Kennzahl soll anhand der **Abbildung 2.10** verdeutlicht werden. Dargestellt ist eine typische Konfiguration von zwei Düsen, die parallel zueinander angeordnet sind. Zwischen den Düsen ist die Wechselwirkungs-Ebene als Linie in der zweidimensionalen Darstellung skizziert. Unabhängig von der Art der Wechselwirkung nach **Abbildung 2.9** kann unter der Annahme radialer und gerader Stromlinien jedem Punkt auf der Wechselwirkungs-Ebene eine Stromlinie unter dem Winkel θ zugeordnet werden. Als Referenzlänge wird nun entlang jeder Stromlinie die Strecke zwischen Wechselwirkungsebene und Strahlachse des zweiten Strahls festgelegt. Mit $Dy/2$

als Abstand zwischen Strahlachse und Wechselwirkungsebene ergibt sich

$$l_{\text{ref}} = \frac{Dy/2}{\sin \theta} \quad (2.40)$$

Die mittlere freie Weglänge λ_p wird ab der Wechselwirkungsebene gemessen. Es wird ermittelt, wie weit ein Teilchen von Abgasstrahl 1 im Mittel in den Abgasstrahl 2 eindringen kann, bevor es durch eine Kollision mit ihm wechselwirkt. Dabei wird davon ausgegangen, dass ein Strömungsteilchen ungestört bis zur Wechselwirkungsebene kommt und in einen ungestörten Abgasstrahl eindringt. Des Weiteren wird jenseits der Wechselwirkungsebene von einer konstanten Dichte entlang des Eindringungsweges ausgegangen. Von Li und Ladeinde wurde 2006 eine Arbeit veröffentlicht [41], in der die Wirkung des Durchquerens von gasdynamischen Stößen berücksichtigt wird. Dies resultiert in einer reduzierten mittleren freien Weglänge und führt zu einer modifizierten Knudsenzahl Kn_p^* .

Der Sinn der Wechselwirkungs-Knudsenzahl nach Koppenwallner ist eine schnelle, einfache und praktisch handhabbare Abschätzung der Art der Wechselwirkung. Das erfüllt sie mit Einschränkungen, da ausreichend Informationen über den Abgasstrahl zur Berechnung bekannt sein müssen, wie im Folgenden noch deutlich wird. Es hat deshalb nach Auffassung des Autors keinen Sinn, diese Kennzahl wie von Li und Ladeinde vorgeschlagen noch zu verkomplizieren. Daher werden ihre Vorschläge hier nicht weiter diskutiert.

Zur Bestimmung der Wechselwirkungs-Knudsenzahl ist die mittlere freie Weglänge λ_p für jeden Winkel θ zu ermitteln. Hierfür werden Moleküle des Abgasstrahls 1 betrachtet, welche in Abgasstrahl 2 eindringen. Ihre mittlere freie Weglänge in Abgasstrahl 2 wird als λ_{12} bezeichnet. Gleichung 2.25 sowie eine Betrachtung der relativen Molekülgeschwindigkeit zwischen den Stoßpartnern liefert hierfür folgende Gleichung:

$$\lambda_{12}(r, \theta) = \frac{1}{\pi \sigma^2 n_2(r, \theta)} \sqrt{\frac{1}{2} \frac{1}{1 - \cos(2\theta)}} \quad (2.41)$$

Es sind $\pi \sigma^2$ der Stoßquerschnitt, n_2 die lokale Anzahldichte von Abgasstrahl 2 unter dem Winkel θ auf der Wechselwirkungs-Ebene und r die von l_{ref} vorgegebene Polarkoordinate. Um die mittlere freie Weglänge berechnen zu können, fehlt n_2 als Funktion des Winkels θ . Hierfür muss das DLR-Plume-Modell entlang der Wechselwirkungsebene ausgewertet werden. Es

sei an dieser Stelle noch einmal auf die Näherungen im Plume-Modell hingewiesen, insbesondere auf die Fernfeldnäherung mit punktförmiger Strömungsquelle und erreichter Grenzgeschwindigkeit u_{lim} .

Für den Abstand r_i zwischen Strömungsquelle und einem Punkt auf der Wechselwirkungsebene gilt nach **Abbildung 2.10**:

$$r_i = l_{\text{ref}} = \frac{Dy/2}{\sin \theta} \quad (2.42)$$

Auf diese Weise wird die Hauptgleichung 2.30 des Plume-Modells zu:

$$n_i = n^* A_p \left(\frac{r^*}{r_i} \right)^2 f(\theta) \quad (2.43)$$

$$= n_0 A_p^0 \left(\frac{2r^*}{Dy} \right)^2 \sin^2 \theta f(\theta) \quad (2.44)$$

mit der Umwandlung

$$A_p^0 = A_p \cdot \frac{n^*}{n_0} \quad (2.45)$$

Für einen festen Adiabatenexponenten ist der Quotient $\frac{n^*}{n_0}$ eine Konstante (siehe Gleichung 2.13). Nach einer Umformung sowie der Einführung einer Knudsenzahl für die Ruhekammer gemäß

$$Kn_0 = \frac{\lambda_0}{r^*} = \frac{1}{\sqrt{2}\pi\sigma^2 n_0 r^*} \quad (2.46)$$

lautet die Gleichung für die Beschreibung der Wechselwirkungs-Knudsenzahl:

$$Kn_p(\theta) = \frac{\lambda_{12}}{l_{\text{ref}}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{Kn_0}{A_p^0} \frac{Dy}{2r^*} \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{1}{f(\theta)} \quad (2.47)$$

Der Vorteil dieser Darstellungsweise liegt darin, dass der Experimentator im Experiment nicht alle Terme berechnen muss. Der Großteil kann jeweils als konstant betrachtet werden. In der Praxis werden, aufgrund der fehlerhaften Näherung im Grenzschicht-Expansionsgebiet, die Strahlkonstante als auch die Funktion $f(\theta)$ nicht berechnet, sondern aus einer Vermessung des Abgasstrahls der Einzeldüse ermittelt. Um einen Überblick zu verschaffen, sind in **Tabelle 2.2** die vom Experimentator einzustellenden Parameter aufgelistet, welche direkt oder indirekt in den Gleichungen der

Betriebsparameter	Ruhedruck p_0 , Ruhetemperatur T_0 , Gasart ($\rightarrow \kappa, \sigma$).
Düseneigenschaften	Düsenhalsradius $r^* \rightarrow$ Massenstrom, Flächenverhältnis $\epsilon \rightarrow Ma_E$, Kontur, Düsenaustrittswinkel.
Räumliche Parameter	Düsenneigung θ_A , Düsenabstand Dy .

Tabelle 2.2.: *Vom Experimentator einstellbare Parameter, die durch die Gleichungen der Wechselwirkungs-Knudsenzahl erfasst werden. Die Pfeile stellen Verknüpfungen dar.*

Wechselwirkungs-Knudsenzahl berücksichtigt werden. Es ist zu erkennen, dass wesentliche Parameter erfasst werden. Es fehlen wegen der zugrunde liegenden Näherungen jedoch Parameter, die die Grenzschicht direkt beeinflussen. Die meisten wirken nur indirekt. Ebenso wird eine Wirkung der Düsenlippe vernachlässigt. Sie könnte beispielsweise in ihrer Dicke variiert werden. Diese beiden Gründe stellen einen weiteren Anlass für die experimentelle Ermittlung von $f(\theta)$ sowie der Strahlkonstante dar, da auf diese Weise beide Nachteile kompensiert werden. In der Messung sind sowohl die Wirkung der Grenzschicht als auch die der Düsenlippe enthalten.

In **Abbildung 2.11** ist der Verlauf von Kn_p bei dem in dieser Arbeit häufig verwendeten Düsenabstand von $Dy = 30 \text{ mm}$ gezeigt. Es ist zu erkennen, dass Kn_p an der Wechselwirkungsebene lokal stark variiert. Es gibt ein deutliches Minimum. Koppenwallner schlägt vor, dieses Minimum als charakteristische Knudsenzahl \bar{Kn}_p für die Wechselwirkung der gegebenen Konfiguration zu nehmen. Dieses Minimum ermöglicht die Einordnung des gesamten Strömungsfeldes. Er liefert in seinem Bericht [38] zugleich einen Vorschlag für die Zuordnung in die auf **Abbildung 2.9** dargestellten vier Gebiete, basierend auf der Wechselwirkungs-Knudsenzahl Kn_p . Sie ist in **Tabelle 2.3** aufgelistet. Die unteren beiden sind durch Gesetze der Kontinuumsphysik zu beschreiben, die oberen beiden durch die der Gaskinetik.

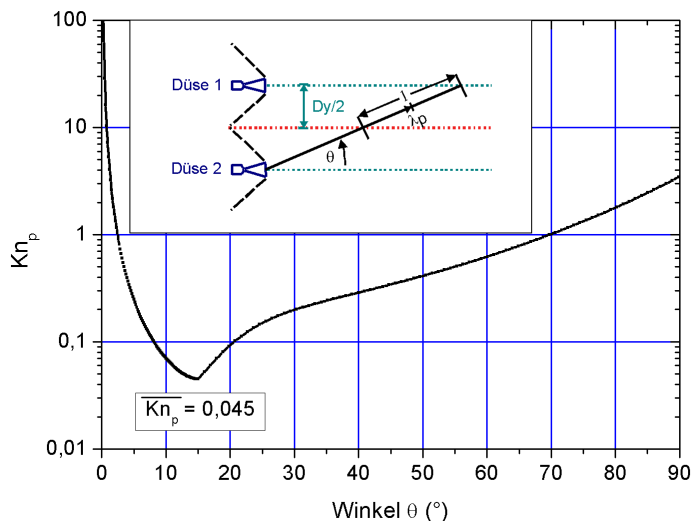


Abbildung 2.11.: Verlauf von Kn_p als Funktion des Winkels θ auf der Wechselwirkungsebene. Strömungsquellen sind skalierte 10N Düsen mit $r^* = 0,3 \text{ mm}$. Parameter: $Dy = 30 \text{ mm}$, $p_0 = 1660 \text{ mbar}$, $T_0 = 300 \text{ K}$, Testgas ist Stickstoff.

Kn_p	\gg	1	Gebiet der freien Durchdringung
Kn_p	\approx	1	Gebiet der gestörten Durchdringung
Kn_p	$<$	1	Gebiet der beginnenden Durchdringung
Kn_p	\ll	1	Gebiet der Stoßwechselwirkung

Tabelle 2.3.: Unterteilung der Wechselwirkungsarten in vier Gebiete.

3. Untersuchungskonzept

Um eine systematische Untersuchung der Abgasstrahl-Wechselwirkung zu ermöglichen, ist im Rahmen dieser Arbeit ein Konzept erarbeitet worden, welches in diesem Kapitel präsentiert wird. Die Grundidee ist, den Abgasstrahl nicht durch Triebwerke mit Verbrennung zu erzeugen, sondern durch Kaltgas-Triebwerke. Das sind Triebwerke, die ohne Verbrennung mit einem Gas betrieben werden. Mit der Verwendung von **herunterskalierten** Düsen eines Verbrennungstriebwerks wird sogar noch einen Schritt weiter gegangen. Dieses Vorgehen bietet Vorteile, die im Folgenden noch genau erläutert werden. Die Übertragbarkeit auf die Original-Triebwerke mit Verbrennung erfolgt auf Basis der Ähnlichkeitstheorie. Das Konzept ist in **Abbildung 3.1** schematisch dargestellt. Es basiert auf zwei Säulen. Die linke Säule stellt die Arbeiten am Kaltgas-Triebwerk dar, die rechte Untersuchungen am Triebwerk mit Verbrennung. Die Kästchen beider Säulen kennzeichnen Untersuchungsthemen und sind in Ebenen eingeordnet. In der ersten Ebene wird die Strömung in der Düse untersucht, in der zweiten Ebene die Strömung des Abgasstrahls. Die Abgasstrahl-Wechselwirkung folgt in der Ebene drei, wobei die Modellierung der Wechselwirkung in der Ebene vier durch Triebwerke mit Verbrennung validiert werden soll. Das Vorgehen gemäß dieses Konzeptes stellt sich wie folgt dar:

1. Düsenströmung:

- a) Es wird die Strömung in der Düse des Kaltgas-Triebwerks experimentell vermessen und numerisch simuliert. Dies geschieht sowohl für die herunterskalierte Düse als auch für die Düse in originaler Größe. Die experimentellen Arbeiten erfolgen im Rahmen einer Diplomarbeit [58], die numerischen Simulationen werden im DLR Göttingen [33] mittels des DLR-Kontinuumslösers „TAU“ [29] durchgeführt.
- b) Die Strömung innerhalb der Düse des Original-Triebwerks mit Verbrennung wird sowohl experimentell vermessen als auch berechnet. Die experimentellen Arbeiten sind Bestandteil einer

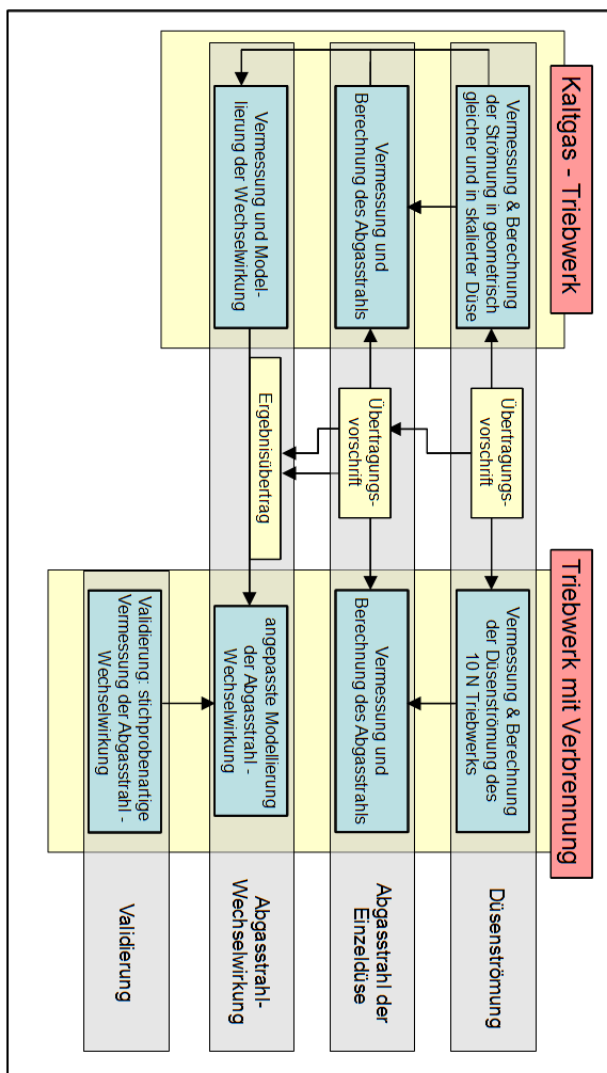


Abbildung 3.1.: Skizze des Untersuchungs-Konzepts.

weiteren Diplomarbeit [23]. Die Simulation der Düsenströmung erfolgt erneut im DLR Göttingen [5] mittels des DLR TAU-Codes.

- c) Der Vergleich beider Ergebnisse soll in Zukunft die Möglichkeit bieten, eine Übertragungsvorschrift für die Düsenströmung zu gewinnen. Zudem zeigt ein Vergleich zwischen dem skalierten und dem original-großen Kaltgas-Triebwerk Auswirkungen der geometrischen Skalierung auf die Düsenströmung. Experiment und numerische Berechnung ergänzen sich hierbei.

2. **Abgasstrahl der Einzeldüse:** Das gleiche Vorgehen wird für die Untersuchung des Abgasstrahls angewendet:

- a) Es wird der Abgasstrahl des skalierten Kaltgas-Triebwerks experimentell vermessen und numerisch berechnet. Die experimentelle Vermessung erfolgt vom Autor, die numerische Simulation wird im DLR Göttingen [33] mittels des DSMC¹-Verfahrens [35] in zwei Dimensionen durchgeführt.
- b) Der Abgasstrahl des Original-Triebwerks wird experimentell vermessen und numerisch berechnet. Die Vermessung geschieht im Rahmen einer Diplomarbeit [23], die Berechnung [33] mittels DSMC.
- c) Durch erneutes Vergleichen kann im Anschluss an diese Arbeit versucht werden, eine Übertragungsvorschrift für den Abgasstrahl zu gewinnen. Hierbei sind die Ergebnisse aus dem Vergleich der Düsenströmungen zu berücksichtigen. Numerik und Experiment ergänzen sich auch hierbei gegenseitig.

3. **Abgasstrahl-Wechselwirkung:**

- a) Die Abgasstrahl-Wechselwirkung wird anhand der skalierten Kaltgas-Triebwerke experimentell vermessen. Anschließend erfolgt eine auf den Messergebnissen basierende Charakterisierung sowie Modellierung. Beides wird vom Autor im Rahmen dieser Arbeit geleistet.
- b) Ziel dieses Konzeptes ist es, die Modellierung in Zukunft unter Zuhilfenahme der unter 1. und 2. erlangten Übertragungsvorschriften auf das originale Triebwerk (mit Verbrennung) zu

¹DSMC ist die Abkürzung für Direct Simulation Monte Carlo. Sie ist eine häufig verwendete numerische Methode zur Simulation von verdünnten Strömungen. Für weitere Informationen siehe [35].

übertragen. Auf diese Weise entsteht eine angepasste Modellierung. Im Idealfall lässt sich die Modellierung auf beliebige Triebwerke übertragen. Es werden in dieser Arbeit erste Schritte in Richtung Übertragbarkeit unternommen.

4. **Validierung:** Um die Vorhersagen der angepassten Modellierung zu validieren, sollen sie stichprobenartig mit zwei Original-Triebwerken überprüft werden. Diese weiterführenden Betrachtungen sind nicht mehr Bestandteil dieser Arbeit.

Anhand dieses Konzeptes wird deutlich, dass es Ziel dieser Arbeit ist, mit Hilfe von **skalierten Kaltgas-Triebwerken** die Abgasstrahl-Wechselwirkung erstmals systematisch im Hochvakuum zu untersuchen und zu beschreiben. Die Untersuchungen, dargestellt durch die beiden unteren Kästen in der linken Spalte „Kaltgas-Triebwerk“ des Konzeptes, stellen dabei den Inhalt dieser Arbeit dar. Der Schwerpunkt wird hierbei auf die durch die Abgasstrahl-Wechselwirkung hervorgerufene Rückströmung gelegt. Dem Konzept folgend, werden geeignete Ergebnisse entsprechend normiert präsentiert, um eine Übertragbarkeit auf Triebwerke mit Verbrennung zu ermöglichen. Ergänzend werden erste Untersuchungen die Übertragbarkeit betreffend durchgeführt.

3.1. Original-Triebwerk

Es gibt eine Vielzahl von Triebwerken in der Raumfahrt, die sich neben ihrer Größe, Leistungsklasse und Düsen-Kontur auch in der Wahl ihrer Brennstoffe unterscheiden. Daher muss im Vorfeld festgelegt werden, welches Triebwerk die Basis für die Untersuchungen bildet. Von ihm soll das zu wählende Kaltgas-Triebwerk abgeleitet werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde als Basis das 10N-Zweistofftriebwerk (MMH/NTO²) von Astrium [32] [25] gewählt.

Im Anschluss an die Auswahl des Triebwerks ist es nötig, den Betriebszustand zu definieren. Durch die separate Variation der Tankdrücke, sowohl vom Oxidator als auch vom Treibstoff, lässt er sich innerhalb bestimmter Grenzen betreiben. Dies wird durch eine sogenannte „Operation Box“ angegeben [32]. Hierdurch wird allerdings nicht nur der Schub verändert, son-

²MMH steht für Monomethylhydrazin mit der Summenformel CH_6N_2 und ist der Treibstoff. NTO steht für Distickstofftetroxid mit der Summenformel N_2O_4 und ist der Oxidator.

dern damit einhergehend beispielsweise der Massenfluss, Brennkammer-Temperatur und -Druck und die Abgasstrahl-Zusammensetzung. Es ist ersichtlich, dass eine Veränderung im Strömungsfeld des Abgasstrahls nicht mehr auf eine Ursache zurückführbar ist. Daher dient das 10N-Triebwerk im Nominalzustand als Grundlage. Wichtige Größen des Triebwerks sind in **Tabelle 3.1** dargestellt.

PARAMETER	WERT
Schub	10N
Massenstrom	$3,5 \frac{g}{s}$
Mischungsverhältnis	1,65
Brennkammerdruck	9 bar
Länge	$158,5 \pm 2,5 \text{ mm}$
Halsdurchmesser	2,85 mm
Durchmesser Düsenausgang	35 mm
Flächenverhältnis	150

Tabelle 3.1.: Wichtige Größen des Astrium-10N-Triebwerks im Nominalzustand. Entnommen aus [32].

Die Düse des 10N-Triebwerks gibt die Düsen-Kontur der skalierten Kaltgas-Triebwerke vor, der Nominalzustand als Betriebszustand liefert wichtige Kennzahlen für die Erzeugung einer ähnlichen Strömung. Im konkreten Fall sind dies Re_E und Ma_E . Die Untersuchung der Wechselwirkung selbst findet dem Untersuchungskonzept folgend an „kalten“ Abgasstrahlen statt. Bei diesem Vorgehen wird die Strömung durch geometrisch ähnliche Düsen erzeugt, die mit einem Gas ohne Verbrennung betrieben werden. Es gibt mehrere Gründe für ein solches Vorgehen:

1. Wie oben dargestellt, sind wesentlich das Strömungsfeld beeinflussende Parameter des Triebwerks gekoppelt. Um eine reproduzierbare und allgemein gültige Untersuchung zu ermöglichen, ist es zwingend notwendig, dass sie frei verändert werden können. Nur so kann der Experimentator den Abgasstrahl wie gewünscht einstellen und gezielt verändern.
2. Das Strömungsfeld kann deutlich stärker variiert werden. Auf diese Weise können wichtige Kennzahlen in einem größeren Wertebereich eingestellt werden. Dies dient einem besseren Verständnis für

den Einfluß der jeweiligen Kennzahl auf die Wechselwirkung. Zudem wird die Wahrscheinlichkeit erhöht, dass die gewonnenen Erkenntnisse verallgemeinert und auf andere Triebwerke übertragen werden können.

3. Simulierte Abgasstrahlen bieten messtechnische Vorteile:

- a) Die wichtigen Größen Ruhedruck p_0 und Ruhetemperatur T_0 können problemlos gemessen werden. Bei einem Triebwerk mit Verbrennung stellt dies, aufgrund der hohen Temperatur in der Brennkammer von ungefähr 3000 K , eine bisher nicht gelöste Aufgabe dar.
- b) Eine Strömung kann ohne Unterbrechung über einen längeren Zeitraum erzeugt werden. Für die Vermessung einer solchen stationären Strömung existiert eine geeignete Messsonde. Die Triebwerke mit Verbrennung hätten aufgrund spezieller Eigenschaften der Vakuumkammer nur im Pulsbetrieb ($t < 1\text{ s}$) gefeuert werden können. Eine vergleichbare Mess-Sonde, wie für den stationären Fall, hätte entwickelt werden müssen.

3.2. Ähnlichkeitstheorie

Die Grundlage für ein Vorgehen mit kalten Abgasstrahlen bildet die Ähnlichkeitstheorie. Ihre Grundthese besagt: "... dass es möglich ist, aus der Ähnlichkeit von Gegebenheiten und Vorgängen wichtige neue Einsichten zu gewinnen, ohne dass man dafür direkte Lösungen gestellter Probleme anstreben muss" [22]. Dahinter steckt der Gedanke, dass es generell zwei Lösungsmöglichkeiten von Strömungsproblemen gibt. Zum einen eine konkrete Lösung, die über dimensionsbehaftete, physikalische Größen herbeigeführt wird. Diese ist beispielsweise wichtig für eine bestimmte technische Umsetzung. Zum anderen eine verallgemeinerte Lösung, die über dimensionslose Kennzahlen allgemein gültig für ähnliche Strömungen ist. Dieses Vorgehen hat den Vorteil einer breiteren Verwendbarkeit der Ergebnisse. Im Rahmen dieser Arbeit wird dieses Vorgehen angewendet, um erstmalig die durch die Abgasstrahl-Wechselwirkung entstehende Rückströmung umfangreich zu vermessen und allgemein zu charakterisieren³.

Gehorchen eine originale Strömung und eine Modellströmung den gleichen Gesetzmäßigkeiten, können sie durch dimensionslose Kennzahlen beschrieben werden. Nach Shapiro [52] können zwei Strömungen als ähnlich bezeichnet werden, wenn vier dimensionslose Kennzahlen in beiden Strömungen gleich sind. Diese sind die Mach-Zahl Ma , die Reynoldszahl Re , der Adiabaten-Exponent κ und die Prandtl-Zahl Pr ⁴. Sind in beiden Fällen diese Kennzahlen gleich, kann aus den Ergebnissen der Modellströmung auf die reale Strömung geschlossen werden. Sind nicht alle Kennzahlen gleich, die für eine vollständige Beschreibung notwendig sind, liegt nur eine eingeschränkte Ähnlichkeit vor. In diesem Fall ist die Übertragung der Ergebnisse aus der Modellströmung auch nur eingeschränkt möglich.

Es ist hervorzuheben, dass im Rahmen dieser Untersuchung nicht alle Größen gleichzeitig erhalten bleiben können. Durch die Skalierung ändert sich beispielsweise das Flächen- zu Volumenverhältnis der Düse. Folglich

³2003 wurde im DLR eine Auftragsarbeit für die ESA durchgeführt [18]. Sie bildet die Vorarbeit zu dieser Arbeit, da sie aufgezeigt hat, dass die Rückströmung durch die Wechselwirkung überproportional verstärkt wird. Hier wurden auch simulierte Abgasstrahlen verwendet, allerdings fand weder eine umfangreiche Vermessung noch eine allgemeine Charakterisierung statt.

⁴Die Prandtl-Zahl ist das Verhältnis von kinematischer Viskosität ν und der Temperaturleitfähigkeit eines Fluids.

können Wärmetransportprozesse nicht richtig wiedergegeben werden. Dies ist durch den Betrieb mit einem im Vergleich zur Verbrennung kaltem Gas jedoch generell der Fall, da die Düsenwandtemperatur sich in einer anderen Größenordnung befindet. Weiterhin kann die Oberflächenrauigkeit fertigungstechnisch nicht mit der Düse herunterskaliert werden. Folglich ist ihr Einfluss auf die Strömung in der skalierten Düse größer.

Es wird die Düsenströmung durch die Reynoldszahl Re_E und die Machzahl Ma_E beschrieben. Die Interferenz beider Abgasstrahlen wird durch die Wechselwirkungs-Knudsenzahl Kn_p charakterisiert. Als Modellgas wird Stickstoff verwendet, da sein Adiabatenexponent (1,4) vergleichbar mit dem des originalen Abgasstrahls (1,215 - 1,4 nach [31]) ist. Der originale Abgasstrahl besteht aus einer Vielzahl von verschiedenen Molekülen. Daher liegen lokal unterschiedliche Adiabatenexponenten und hieraus folgend auch Mach-Zahlen vor. Weiterhin ist zu berücksichtigen, dass die Kennzahlen im Strömungsverlauf nicht konstant sind. Vielmehr ist jedem Ort eine eigene Kennzahlengruppe zugeordnet. Es wird darum ein Ort festgelegt, an dem die Kennzahlen von dem 10N-Triebwerk und den Kaltgas-Triebwerken rechnerisch identisch sind. Der Düsenausgang eignet sich dazu besonders gut, da er durch folgende Eigenschaften ausgezeichnet ist:

- Hier beginnt die freie Expansion.
- Die Machzahl am Ausgang Ma_E bestimmt wesentlich das Expansionsverhalten des Gases im Freistrah.
- Die Rückströmung beginnt am Düsenausgang und enthält im Wesentlichen Grenschichtmaterial. Die Grenschichtdicke wird durch die Reynoldszahl Re_E charakterisiert.

Nach obiger Definition liegt eine eingeschränkte Ähnlichkeit vor. Im Folgenden wird für diesen Sachverhalt der Begriff „ähnliche Strömung“ verwendet.

3.3. Kaltgas-Triebwerke

Zur Simulation der Wechselwirkung zweier 10N-Triebwerke wird eine ähnliche Strömung durch zwei Kaltgas-Triebwerke erzeugt. Voraussetzung für solche Ähnlichkeitsbetrachtungen ist eine geometrische Ähnlichkeit der Düsen und ihrer Anordnung. Um die Messzeit zu verlängern, sind nicht die originalen Triebwerksdüsen verwendet worden. Stattdessen sind die Düsen so herunterskaliert worden, dass der Halsdurchmesser $d = 0,6 \text{ mm}$ beträgt. Bei einem ursprünglichen Durchmesser von $2,85 \text{ mm}$ entspricht dies einem Skalierungsfaktor von $1:4,75$. Die Wahl fiel auf diesen Durchmesser, da er dem Durchmesser des Astrium 0,5N-Einstoff-Triebwerks entspricht. Es wurde als Kaltgas-Triebwerk bereits ausführlich untersucht [48]. Der Halsdurchmesser stellt eine sinnvolle Basisgröße dar, da er über die Halsquerschnittsfläche in den Massenstrom eingeht (siehe 2.18). Die Innen-Kontur der skalierten Düse ist in **Abbildung 3.2** dargestellt.

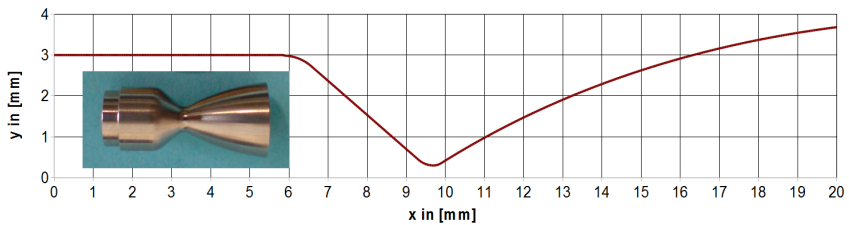


Abbildung 3.2.: Innen-Kontur der skalierten Düse und Photo des Kaltgas-Triebwerks vor dem Einbau.

Es wurden drei herunterskalierte Düsen des 10N-Triebwerks gefertigt, im Folgenden mit Düse 1 - 3 bezeichnet. Die Düsen 1 und 2 wurden zur Vermessung der Abgasstrahl-Wechselwirkung verwendet, Düse 3 zur Charakterisierung des ungestörten Abgasstrahls der Einzeldüse. Ihre geometrischen Eigenschaften wurden vermessen und sind in **Tabelle 3.2** zusammengefasst. Die Zahl in Klammern kennzeichnet die Unsicherheit der letzten Nachkommastelle. Es steht demnach ein Düsenhals-Durchmesser von $d^* = 0,605(3) \text{ mm}$ für $d^* = 0,605 \pm 0,003 \text{ mm}$. Der Tabelle ist zu entnehmen, dass die Düsen sehr genau gefertigt wurden. Der Düsenaustritts-Durchmesser schwankt bis zu $5,5\%$ von Düse zu Düse, was einer Variation von Ma_E um $1,2\%$ entspricht. Die Dicke der Düsenlippe konnte nicht mit herunterskaliert werden, da das Material zu dünn geworden wäre. Dies

PARAMETER	DÜSE 1	DÜSE 2	DÜSE 3
Ø Düsenhals [mm]	0,605(3)	0,600(3)	0,616(2)
Ø Düsenausgang [mm]	7,41(1)	7,430(5)	7,427(4)
Dicke Düsenlippe [mm]	0,97(10)	0,96(6)	0,96(5)
Länge Hals-Düsenlippe [mm]	10,06(5)	10,04(6)	10,01(5)

Tabelle 3.2.: Geometrische Daten der skalierten Düsen.

könnte einen Einfluss auf die Rückströmung haben.

Die Skalierung hat nichts am Flächenverhältnis von $\epsilon = 150$ zwischen Düsenhals und Düsenausgang geändert. Im Rahmen der isentropen Stromfadentheorie folgt hieraus nach Gleichung 2.24, dass für gleiche Adiabatenexponenten auch die Mach-Zahl am Düsenausgang erhalten bleibt, nämlich für $\kappa = 1, 4$:

$$Ma_E = 7,6$$

Da der Adiabatenexponent κ des originalen Triebwerks in einem Bereich 1,215 - 1,4 liegt [31], wird die obere Grenze dieses Bereichs wiedergegeben. Für andere Werte κ weicht die Mach-Zahl Ma_E ab.

Um die Ruhegrößen der skalierten Triebwerke festzulegen, muss zunächst die Reynolds-Zahl des Original-Triebwerks bestimmt werden. Ist diese bekannt, können die Ruhegrößen so eingestellt werden, dass die Reynolds-Zahl erhalten bleibt. Zur Bestimmung werden die Triebwerksspezifikationen [31] (nicht öffentlich zugänglich) und die Datensammlung [3] zu Hilfe genommen. Mit den Gleichungen 2.8, 2.13, 2.16 und Viskositätsbetrachtungen [10] folgt:

$$\begin{aligned}\rho_E &= 1,01 \cdot 10^{-3} \left[\frac{kg}{m^3} \right] \\ u_E &= 2540 \left[\frac{m}{s} \right] \\ \mu_0 &= 0,87 \cdot 10^{-4} \left[\frac{Ns}{m^2} \right]\end{aligned}$$

Als charakteristische Länge l_E wird der Abstand Düsenhals - Düsenausgang verwendet. Er beträgt 49 mm. Gemäß der Gleichung 2.22 ergibt sich

als Reynolds-Zahl Re_E für das Original-Triebwerk:

$$Re_{E \text{ orig. } 10N} = 1457$$

Auf Fehlerangaben wurde hier verzichtet, da die größten Ungenauigkeiten ihren Ursprung in den Näherungen der isentropen Stromfadentheorie haben und schwer zu quantifizieren sind. Um die Ruhebedingungen für die skalierten Düsen zu erhalten, wird obige Rechnung mit Vorgabe der Re-Zahl in umgekehrter Reihenfolge mit den Düsendaten laut **Tabelle 3.2** durchgeführt. Da sowohl Ruhedruck als auch Ruhetemperatur variabel, aber bei konstanter Re-Zahl aneinander gekoppelt sind, ist eine Lösung in Form einer Funktionsgleichung zu erwarten. Im Hinblick auf die experimentelle Durchführbarkeit (Druck kann schneller variiert werden als die Temperatur) ist der Ruhedruck als Funktion der Ruhetemperatur in **Abbildung 3.3** dargestellt worden.

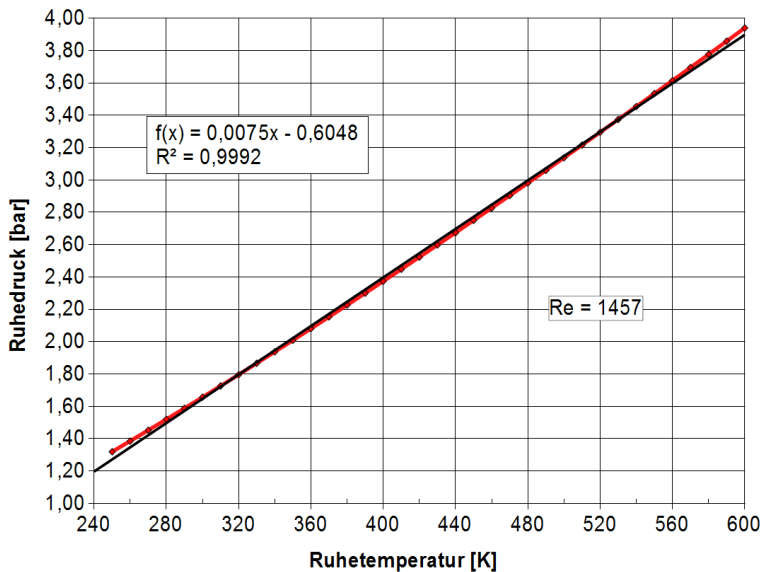


Abbildung 3.3.: Ruhedruck als Funktion der Ruhetemperatur für N_2 .

Näherungsweise kann der Zusammenhang als linear betrachtet werden. Die rote Kurve symbolisiert die berechneten Werte, die schwarze Gerade die lineare Näherung.

Die Grenzschicht wird, wie in Kapitel 2.1 begründet, nicht direkt bei dieser Rechnung berücksichtigt. Somit besteht die Möglichkeit, dass sich das Strömungsbild, trotz rechnerischer Konstanz der Re-Zahl, mit der Variation der Temperatur verändert. Die Stärke dieser Veränderung ist durch Messungen darzulegen.

Als Standard-Ruhebedingungen sowohl für die Vermessung des Abgasstrahls der Einzeldüse als auch für Messungen der Abgasstrahl-Wechselwirkung werden gewählt:

$$T_0 = 300 \text{ K und } p_0 = 1,66 \text{ bar}$$

Der Grund für die Wahl ist die experimentelle Handhabbarkeit. Diese Werte können problemlos und schnell eingestellt werden.

4. Versuchsaufbau

Für die experimentelle Untersuchung der Abgasstrahl-Wechselwirkung ist ein weltraum-ähnliches Vakuum ($p_b < 10^{-5}$ mbar) nötig, da sich nur so Übergangsgebiet und freimolekulares Gebiet ausbilden können. Mit p_b wird der Hintergrunddruck bezeichnet. Die Herausforderung liegt darin, dass dieses hochwertige Vakuum aufrecht erhalten werden muss, während ein bzw. im Falle der Wechselwirkungs-Untersuchungen zwei Triebwerke feuern. Dies kann aufgrund ihrer Funktionsweise keine herkömmliche Vakuumkammer leisten, wie in **Abbildung 4.1** gezeigt ist. Denn hier basiert

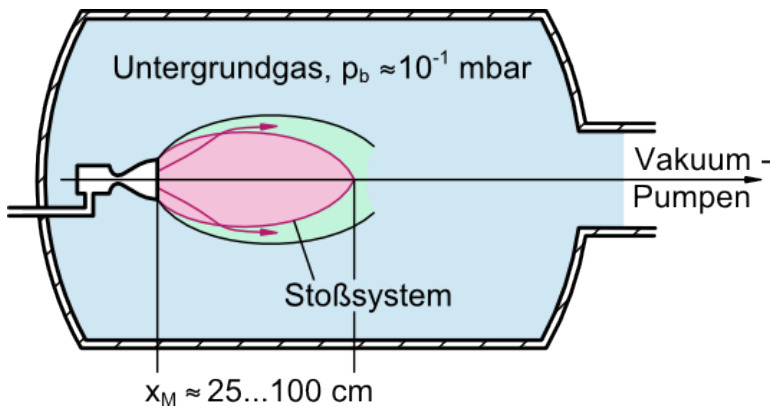


Abbildung 4.1.: *Eingeschränkte Expansion eines Abgasstrahls in eine herkömmliche Vakuumkammer. Es bildet sich ein Stoßsystem.*

das Evakuierungsprinzip darauf, dass mechanische Pumpen aus einem großen Kammervolumen ein kleines Schöpfvolumen konstanter Größe heraus befördern und auf diese Weise das Gas im Kammervolumen verdünnt wird. Folglich liegt eine hohe Saugleistung nur bei einer hohen Dichte in der Kammer vor. Wird in einer herkömmlichen Vakuumkammer ein Triebwerk gefeuert, baut sich somit schnell ein Hintergrunddruck auf, der erst

dann konstant bleibt, wenn die Saugleistung dem einströmenden Massenstrom entspricht. In solch einem Fall bildet sich, wie in **Abbildung 4.1** dargestellt, aufgrund der Wechselwirkung des Abgasstrahls mit dem Untergrundgas ein Stoßsystem, dessen Lage und Ausdehnung von der Höhe des Untergrunddruckes abhängt. Nur stromauf des Stoßsystems sind wesentliche Strömungsgrößen identisch mit denen des ungestörten Abgasstrahls. Für die Untersuchung der Abgasstrahl-Wechselwirkung und ihrer Wirkung auf die Rückströmung ist so eine Vakuum-Umgebung denkbar ungeeignet, da sich keine Rückströmung aufbaut. Gerade sie bildet den Schwerpunkt der Untersuchungen.

Das Entstehen eines Untergrundgases kann verhindert werden, wenn eine Pumpmethode verwendet wird, welche die entstehenden Gasmoleküle der Triebwerke unmittelbar nach der Expansion aus dem Versuchsraum entfernt. Diese Anforderung erfüllt die Kryopumpe in der „Simulationsanlage für Treibstrahlen in Göttingen“ (STG). Ihr Pumpprinzip beruht darauf, dass die den Messraum begrenzenden Kaltflächen soweit abgekühlt werden, dass die Gasmoleküle an ihnen beim Auftreffen festfrieren. Aus diesem Grund wurde die STG für die Messungen verwendet. Diese weltweit einzigartige Anlage arbeitet mit flüssigem Helium als Arbeitsmedium und kann für einige Stunden die Wandtemperatur des gesamten Versuchsraumes auf 4,3K halten. Dies ermöglicht eine freie Expansion des Abgasstrahls, wie in **Abbildung 4.2** dargestellt.

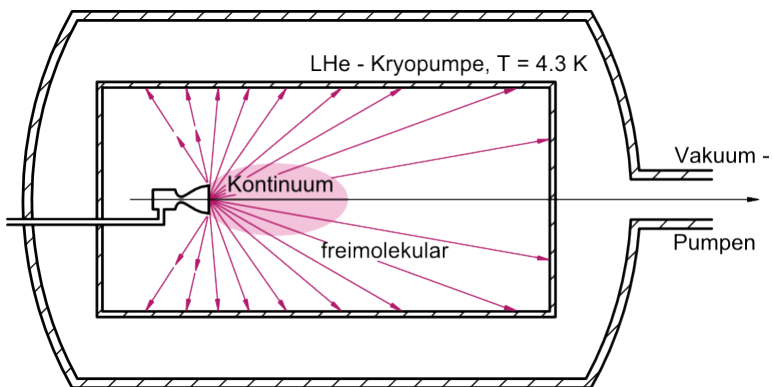


Abbildung 4.2.: Ungestörte Expansion eines Abgasstrahls in die STG.

In diesem Kapitel werden zunächst die für die Messungen wesentlichen Eigenschaften der Versuchsanlage STG dargelegt. Anschließend wird das Zwei-Düsen-Gestell als Strömungsquelle und Manipulator erläutert. Daraufhin wird die Patterson-Sonde als wichtigstes Messgerät zur Strömungsuntersuchung dargestellt. Hierfür wird die Funktionsweise erklärt und es werden wesentliche Punkte der Sondentheorie präsentiert. Dann werden die mechanische Genauigkeit, die Mess-Genauigkeit und die Regel-Genauigkeit des Versuchsaufbaus dargelegt und bewertet. Abschließend werden die im Zusammenspiel zwischen Patterson-Sonde und Zwei-Düsen-Gestell möglichen Profiltypen dargelegt.

4.1. Die Versuchskammer STG

Die Simulationsanlage für Treibstrahlen in Göttingen (STG) ist eine Anlage, die es ermöglicht, beim Feuern von Kleintriebwerken weltraum-ähnliche Vakuumbedingungen ($p_b < 10^{-5}$ mbar) aufrecht zu erhalten. Weltraum-ähnlich bezieht sich auf die mittlere freie Weglänge der Gasmoleküle. Sie beträgt bei $p_b = 10^{-5}$ mbar etwa 10 m. Befindet sich kein Wasserstoff im Treibstrahl, kann ein deutlich geringerer Druck aufrecht erhalten werden. Im Falle der mit Stickstoff betriebenen Düsen waren es deutlich unter 10^{-7} mbar, was einer mittleren freien Weglänge von mehr als einem Kilometer entspricht. Solche geringen Untergrunddrücke können erreicht werden, weil die STG mit einer 29 m^2 großen Kryopumpe arbeitet. An ihr frieren (bis auf Helium) alle Moleküle beim Auftreffen fest.

Eine Skizze der STG ist in **Abbildung 4.3** dargestellt. Im Inneren ist die zylinderförmige Kryopumpe (in der Skizze mit cryopump bezeichnet) angedeutet, die zugleich den Versuchsraum begrenzt. Sie besitzt eine Länge von $5,25\text{ m}$ bei einem Durchmesser von $1,6\text{ m}$. Betrieben wird sie mit flüssigem Helium (LHe), das in der Kryopumpe in Leitungen siedet und auf diese Weise eine Temperatur von etwa $4,3\text{ K}$ aufrecht erhält. Um einen guten Wärmetransport zu gewährleisten, ist die komplette Kryopumpe aus Kupfer gefertigt. Ausgelegt ist sie für eine maximale Dauerbelastung von 500 W . Bis zu dieser Leistung liegt die Wandtemperatur noch unter $4,6\text{ K}$ und es ist gewährleistet, dass der Dampfdruck vom Wasserstoff als kritisches Molekül unter den oben angesprochenen 10^{-5} mbar liegt. Nur Helium kann nicht gepumpt werden.

Um die Kryopumpe herum befindet sich ein Strahlungsschild, der ebenfalls in der Skizze dargestellt ist (bezeichnet als radiation shield). Er wird mit

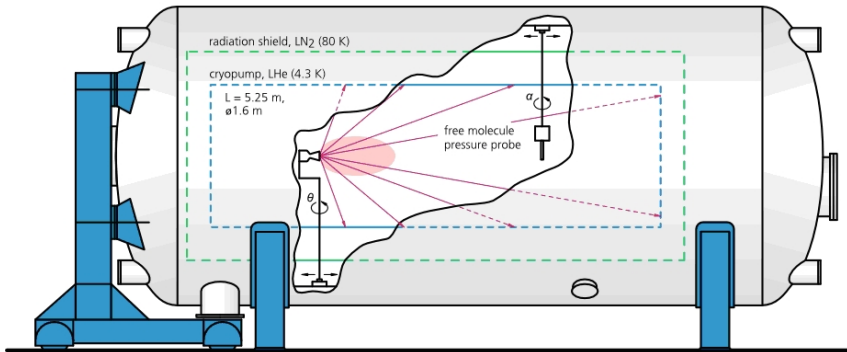


Abbildung 4.3.: Skizze der STG.

flüssigem Stickstoff (LN_2) auf 80 K gekühlt und schirmt die Kryopumpe von der Strahlung des Vakuum-Behälters ab, der etwa 300 K warm ist. Der Vakuumbehälter besitzt eine Länge von $7,6\text{ m}$ und einen Durchmesser von $3,3\text{ m}$.

Um eine Vorstellung zu vermitteln, wie der Versuchsaufbau innerhalb der STG aussieht, ist in **Abbildung 4.3** die Position des Zwei-Düsen-Gestells (vereinfacht als eine Strömungsquelle) und der Patterson-Sonde dargestellt. Auf beide wird in Kürze eingegangen.

Die Funktions-Komponenten der STG sind in Form eines Schaltbildes in **Abbildung 4.4** skizziert. Die Kammer wird zunächst mit herkömmlichen Vakuumpumpen evakuiert. Anschließend erfolgt eine Vorkühlung der Kryopumpe und die Inbetriebnahme des Strahlungsschildes mit flüssigem Stickstoff. Er verdampft fortlaufend und wird im gasförmigen Zustand in die Atmosphäre entlassen. Sind Strahlungsschild und Kryopumpe auf eine Temperatur von 80 K gebracht worden, wird die Kryopumpe mit flüssigem Helium weiter abgekühlt. Der Heliumkreislauf selbst ist geschlossen. Im gasförmigen Zustand wird es erwärmt und auf Betriebstemperatur des Puffer-Ballons ($V = 100\text{ m}^3$) gebracht, in dem es zwischengespeichert wird. Danach wird das Helium mit einem Kompressor verdichtet und in Gasflaschen gedrückt. Im Anschluss an einen Versuch findet erneute Verflüssigung statt.

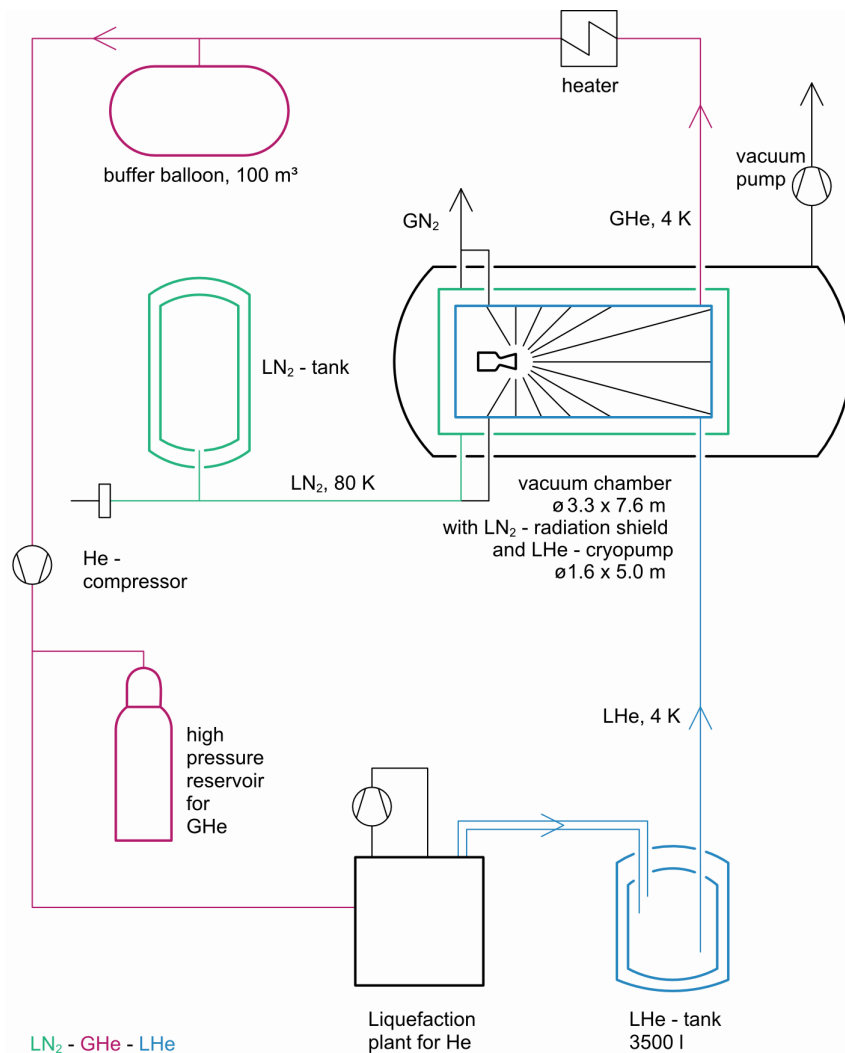


Abbildung 4.4.: Schaltbild der STG. Es sind die konventionellen Pumpen (vacuum pump), der Helium-Kreislauf (LHe, GHe) und die Stickstoff-Führung (LN₂, GN₂) mit den wichtigsten Funktions-Komponenten skizziert.

Es war möglich, die STG in einem speziellen Betriebszustand zu fahren, in dem die Kryopumpe nur zum Teil mit flüssigem Helium gefüllt war. Die Temperatur des austretenden gasförmigen Heliums, als entscheidender Parameter für die maximale Temperatur der Pumpe, lag auf diese Weise bei $10 - 15\text{ K}$. Dies ist höher als im Standard-Betriebszustand, aber für Stickstoff als Testgas völlig ausreichend (der Untergrunddruck war immer deutlich unter 10^{-7} mbar). Diese Betriebsart hat die Messzeit deutlich verlängert. Das ist sinnvoll, da ein Messtag mit einer Betriebszeit der STG von etwa 2 Wochen gleichzusetzen ist; der Abkühlvorgang und insbesondere der Auftauvorgang beanspruchen mehrere Tage.

Über die genannten für die Messungen wichtigen Randbedingungen hinaus soll hier auf die STG nicht eingegangen werden. Für weitere Informationen sei auf die Literatur [20], [21] und [48] verwiesen.

4.2. Das Zwei-Düsen-Gestell

Für eine umfangreiche Vermessung der Abgasstrahl-Wechselwirkung ist es nötig, geometrische Parameter und Betriebsparameter variieren zu können. Insbesondere der Düsenabstand Dy spielt eine wichtige Rolle. Aus diesem Grund wurde als Strömungsquelle in Zusammenarbeit mit der Astrium GmbH ein Zwei-Düsen-Gestell konstruiert und gefertigt. Eine Skizze des Zwei-Düsen-Gestells ist in **Abbildung 4.5** zu sehen.

Anschließend wurde es aufgebaut, mit Messtechnik bestückt und in die STG integriert. Die Position in der STG kann anhand der **Abbildung 4.3** nachvollzogen werden. Das Gestell ermöglicht den Kaltgasbetrieb zweier Düsen unter einstellbaren Betriebsbedingungen. Der Ruhedruck p_0 kann variiert werden, ebenso die Ruhetemperatur T_0 . Es kann jede Düse separat ein- und ausgeschaltet werden, so dass die Betriebszustände

- keine Düse ist aktiv (sinnvoll für einen Funktionstest der Ventile),
- Düse 1 ist aktiv,
- Düse 2 ist aktiv,
- beide Düsen sind aktiv,

eingestellt werden können. Für jede Düse wird sowohl der Ruhedruck als auch die Ruhetemperatur und die Düsenwandtemperatur T_W gemessen. Unabhängig vom Betriebszustand können beide Düsen mit Hilfe von

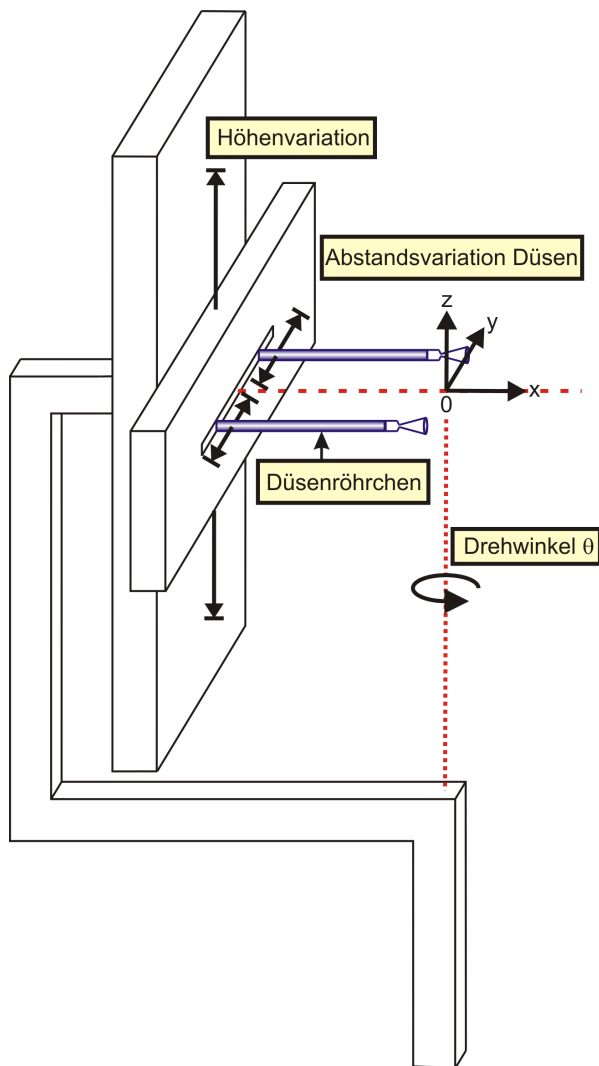


Abbildung 4.5.: Skizze vom Kopf des Zwei-Düsen-Gestells.

Schrittmotoren bewegt werden. Auf diese Weise wird der Abstand der Düsen zueinander (Dy) variiert. In Farbe sind in **Abbildung 4.5** die beiden Düsen mit geraden Düsenröhrchen zu erkennen. Die Röhrchen wer-

den benötigt, damit die Mess-Sonde den Rückströmungsbereich stromauf der Düsen vermessen kann. Sie können nur bis etwa $Dy = 29 \text{ mm}$ zusammengefahren werden, was den konstruktionsbedingten Minimalabstand darstellt. Neben ihnen werden auch s-förmige Röhrchen verwendet. Diese sind nötig, damit beide Düsen soweit zusammengefahren werden können, bis sich ihre Düsenlippen berühren, oder falls Dy vergrößert wird.

Zusätzlich kann die Höhe der Düsen in z-Richtung eingestellt werden und das Zwei-Düsen-Gestell mit einem weiteren Schrittmotor an der Kammerunterseite der STG gedreht werden (Variation θ). In diesem Fall drehen sich die Düsen genau um den Nullpunkt des Koordinatensystems. Neben dem dargestellten kartesischen Koordinatensystem wird auch ein System mit Zylinderkoordinaten verwendet. Der Ursprung ist jedoch in beiden Fällen der abgebildete Nullpunkt. Eine Übersicht der Parameter, die mit dem Zwei-Düsen-Gestell variiert werden können, ist in **Tabelle 4.1** zu sehen.

BETRIEBSPARAMETER	
GRÖSSE	SYMBOL
Ruhedruck	p_0
Ruhetemperatur	T_0
Adiabatexponent (Gasart)	κ
Aktive Düse(n)	D1, D2
GEOMETRISCHE PARAMETER	
Düsenabstand	Dy
Düsenhöhe	Position z
Drehung Zwei-Düsen-Gestell	Winkel θ

Tabelle 4.1.: Mit dem Zwei-Düsen-Gestell veränderbare Parameter.

4.3. Die Patterson-Sonde

4.3.1. Überblick

Das wichtigste Messgerät zur Strömungsuntersuchung ist in dieser Arbeit die Patterson-Sonde. Sie ist eine Sonde, mit der in freimolekularen Strömungen der lokale Teilchenfluss \dot{n} einer Strömung vermessen wird. Er ist das Produkt aus Anzahldichte der Gasmoleküle n und der Strömungsgeschwindigkeit u . Es gilt also $\dot{n} = nu$ mit der physikalischen Dimension $[\frac{1}{m^2 s}]$.

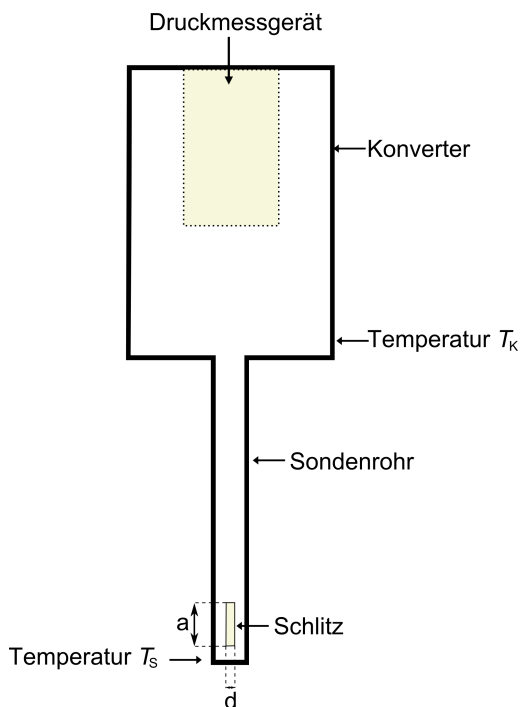


Abbildung 4.6.: Skizze der Patterson-Sonde.

Abbildung 4.6 stellt den prinzipiellen Aufbau der Patterson-Sonde dar. Sie besteht im Wesentlichen aus einem dünnen Rohr, an dessen geschlossenem Ende sich eine schlitzförmige Öffnung befindet. In einer freimolekularen Strömung treten mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit Moleküle

aus der Strömung in das Röhrchen ein. Für eine stationäre Strömung, wie im vorliegenden Fall, stellt sich nach kurzer Zeit ein dynamisches Gleichgewicht zwischen den in die Sonde eindringenden und den aus der Sonde austretenden Molekülen ein. Der von den sich in der Sonde aufhaltenden Molekülen erzeugte Druck wird im Konverter durch ein Druckmessgerät ermittelt. Des Weiteren wird mit Thermoelementen die Temperatur an der Sondenspitze T_s sowie die Temperatur des Konverters T_k gemessen. Diese unterscheiden sich bei typischen Versuchen in der STG um bis zu $50K$, weil der Konverter auf konstanter Temperatur gehalten wird, die Sondenspitze hingegen nicht. Die Maße der verwendeten Sonde sind in **Tabelle 4.2** aufgelistet.

	[mm]
Länge Konverter	80
Innendurchmesser Konverter	35
Länge Sondenrohr	150
Außendurchmesser Sondenrohr	6,0
Innendurchmesser Sondenrohr	5,0
Wandstärke (Schlitztiefe) l	0,5
Schlitzlänge a	7,5
Schlitzbreite d	0,8

Tabelle 4.2.: Maße der Patterson-Sonde.

Der Theorie der Patterson-Sonde liegen Betrachtungen von M. Knudsen im Jahr 1927 [37] und P. Clausing aus dem Jahr 1932 [14] zugrunde. Hier auf aufbauend wurde 1984 eine Sondentheorie von G. Koppenwallner [39] aufgestellt, die die Vermessung eines **einzelnen** Abgasstrahls ermöglicht. Sie erfuhr 1994 eine Verfeinerung von H. Legge [40] und ist 1999 von K. Plähn überarbeitet und deutlich erweitert worden [48].

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Theorie in der Version von K. Plähn kritisch unter Zuhilfenahme von numerischen Simulationen überarbeitet. Ziel war die Überprüfung und Vereinfachung der bisherigen Theorie, die Erweiterung auf Strömungen aus mehreren Quellen und die Reduzierung des zur Auswertung nötigen Vorwissens über das zu vermessende Strömungsfeld. Der letzte Punkt ist wichtig, da aufgrund der verschiedenartigen Wechselwirkungen bei mehreren Abgasstrahlen weniger Informationen über lokale Größen im Strömungsfeld bekannt sind als bei einem

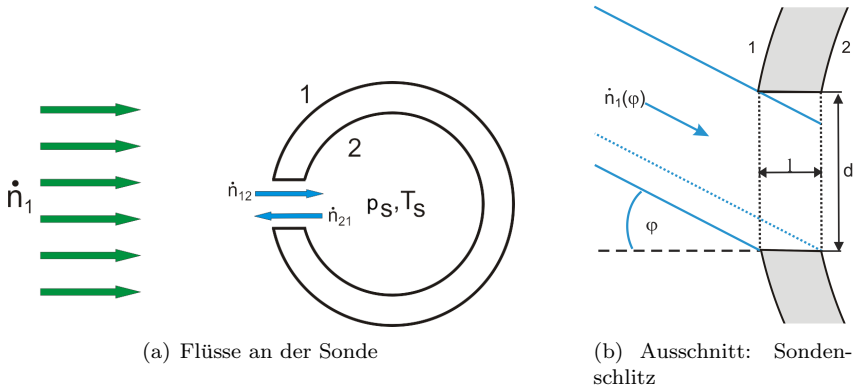


Abbildung 4.7.: Wichtige Größen an der Sondenspitze.

einzelnen Abgastrahl. Bislang war das komplette DLR-Plume-Modell als Vorwissen nötig. Daher ist versucht worden, die Theorie so zu formulieren, dass für ein Auswerteverfahren so wenig Informationen wie möglich über die Strömung bekannt sein müssen.

In diesem Abschnitt werden die Grundzüge der Sondentheorie soweit skizziert, wie zum Darlegen der elementaren Zusammenhänge notwendig ist. Zusätzlich sei auf die oben genannte Literatur verwiesen, insbesondere auf die ausführliche Darstellung von K. Plähn [48].

4.3.2. Grundzüge der Sondentheorie

Die Sondentheorie dient dazu, von dem gemessenen Konverterdruck p_K auf den Teilchenfluss $\dot{n}_1(\varphi)$ zurückzuschließen, der unter einem Winkel φ auf die Sonde trifft ($-90^\circ \leq \varphi \leq 90^\circ$). Hierbei ist φ wie anhand von **Bild 4.7 b** zu sehen definiert. Angenommen wird zunächst ein idealisierter, freimolekularer Teilchenstrom ohne thermische Komponente (er kommt genau aus einer Richtung). Zudem wird die Sonde näherungsweise zweidimensional betrachtet, da die Schlitzbreite d und die Schlitztiefe l um mindestens eine Größenordnung kleiner sind als die Schlitzlänge a . (Die Größen a , d und l sind dargestellt in den **Abbildungen 4.6 und 4.7 b**).

Die Aufzeichnung eines Messwertes findet statt, wenn der Druck in der

Sondenspitze p_S (und damit auch p_K) konstant bleibt. Die Bedingung für dieses dynamische Gleichgewicht ist, dass der in die Sonde eintretende Teilchenfluss genauso groß ist wie der aus der Sonde austretende Teilchenfluss:

$$\dot{n}_{12} \stackrel{!}{=} \dot{n}_{21} \quad \text{für } p_s = \text{const} \quad (4.1)$$

Wesentlich bestimmt wird dieses Gleichgewicht durch die Ein- und Austritts-Wahrscheinlichkeit der Moleküle. Für die Definition spielen die in **Abbildung 4.7 b** durch gestrichelte Linien dargestellten parallelen Ebenen am Schlitz eine wichtige Rolle. Die linke Ebene ist Ebene 1, die rechte Ebene 2. An ihnen werden die Moleküle gezählt und die Zahlen ins Verhältnis zueinander gesetzt. Dies ergibt die Wahrscheinlichkeiten. Das Verhältnis der Teilchenzahl, die Ebene 2 passiert und zuvor Ebene 1 passiert hat, zu der Teilchenzahl, die von außen auf Ebene 1 trifft, stellt die Eintritts-Wahrscheinlichkeit W_{12} dar. Das Verhältnis von Teilchenzahlen, die Ebene 1 passieren und zuvor Ebene 2 passiert haben, zu den Teilchen, die von innen Ebene 2 treffen, stellt die Austritts-Wahrscheinlichkeit W_{21} dar.

Die mathematische Darstellung erfolgt über Teilchenströme. Der von außen auf die Schlitzebene treffende Teilchenstrom ist \dot{N}_1 , der hiervon in die Sonde eintretende Teilchenstrom (nach Passieren des Schlitzes) ist \dot{N}_p . Für die genaue Herleitung der Teilchenströme sei auf die Literatur verwiesen [48]. Für die Eintritts-Wahrscheinlichkeit folgt:

$$W_{12} = \frac{\dot{N}_p}{\dot{N}_1} \quad (4.2)$$

In einer realen Strömung kann die Annahme, dass sie nur aus einer Richtung kommt, nicht aufrecht erhalten werden. Im Falle einer ungestörten, freimolekularen Strömung kommt sie aus einem vom thermischen Zustand abhängigen Richtungsbereich mit dem molekularen Machwinkel μ_T . Er hängt über die molekulare Mach-Zahl S_\perp von der Temperaturkomponente T_\perp ab:

$$S_\perp = \frac{u}{\sqrt{2RT_\perp}} \quad \text{und} \quad \mu_T = \arctan \frac{1}{S_\perp} \quad (4.3)$$

Die kritische Überarbeitung hat gezeigt, dass dieser Winkel lediglich den

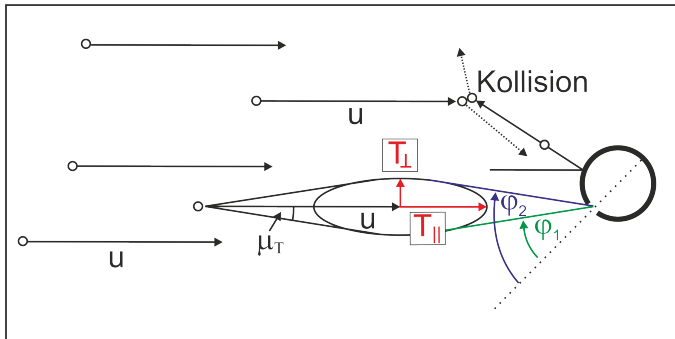


Abbildung 4.8.: *Thermische Eigenbewegung und eine beispielhafte Kollision der Fluidteilchen vor der Sonde*

bestmöglichen Fall für Sonden-Knudsen-Zahlen $Kn_S > 10$ darstellt¹, wie in **Abbildung 4.8** zu sehen ist.

Tatsächlich stört die Sonde die auf sie treffende Strömung. Je kleiner Kn_S wird, desto stärker ist diese Störung. Die Ursache ist, dass die auf die Sonde treffenden Moleküle reflektiert werden. Ebenso treten auch welche durch den Schlitz aus der Sonde aus. Beide Molekülströme wechselwirken mit der ankommenden Strömung. Auf diese Weise wird der Gesamtwinkelbereich, aus dem Partikel auf die Sonde treffen können, vergrößert. Zum einen muss dies für die Eintritts-Wahrscheinlichkeit berücksichtigt werden, zum anderen können aus diesem Grund Richtungsinformationen verloren gehen. Das hat besondere Auswirkungen, wenn mehrere Strömungsquellen vorhanden sind.

Neben dieser Winkelvergrößerung, durch die Wechselwirkung mit den von der Sonde reflektierten Molekülen, wechselwirken bei mehreren Strömungsquellen die Abgasstrahlen selbst miteinander. Dies führt ebenso zu einer Vergrößerung des Winkelbereichs. Es lässt sich der tatsächliche Winkelbereich μ , aus dem die auf die Sonde treffenden Moleküle kommen, als Kombination dieser drei Vorgänge auffassen. Es ist $\mu \geq \mu_T$.

Bislang war es so, dass das DLR-Plume-Modell als Vorwissen zur Berechnung von μ_T verwendet wurde. Durch die obigen Erweiterungen kann

¹Im Falle der Sondenknudsenzahl Kn_S wird als Referenzlänge l_{ref} der Außendurchmesser des Sondenrohres gewählt.

nicht mehr ohne Weiteres der Winkel μ rechnerisch bestimmt werden. Stattdessen ist es nun nötig und möglich, ihn direkt aus den Messungen heraus anhand eines speziellen Profils zu ermitteln.

Zur Bestimmung der Eintritts-Wahrscheinlichkeit W_{12} kann dieser Betrachtung folgend nicht Gleichung 4.2 verwendet werden. Stattdessen muss über alle Richtungen φ integriert werden, aus denen Moleküle auf die Schlitzebene treffen. Dabei wird jede Richtung gleich stark gewichtet.

$$W_{12} = \frac{\int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \dot{N}_p(\varphi) d\varphi}{\int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \dot{N}_1(\varphi) d\varphi} = \frac{\dot{N}_1(0^\circ) \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} b(\varphi) d\varphi}{\int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \dot{N}_1(\varphi) d\varphi} \quad (4.4)$$

Der Gesamtwinkel von φ_1 bis φ_2 entspricht dabei μ , wie in **Abbildung 4.8** für den thermischen Richtungsbereich μ_T gezeigt ist. Bei mehreren Strömungsquellen kann es sein, dass über mehrere Richtungsbereiche integriert werden muss. In der zweiten Form der Gleichung ist $b(\varphi)$ die für eine Patterson-Sonde charakteristische Sondenfunktion:

$$b(\varphi) = \frac{\dot{N}_p(\varphi)}{\dot{N}_1(0^\circ)} \quad (4.5)$$

Sie wird speziell erwähnt, da sie nur von den geometrischen Eigenschaften des Schlitzes und des Sondenröhrchens abhängig ist. Sie stellt die Richtungscharakteristik einer Patterson-Sonde dar.

Die Austritts-Wahrscheinlichkeit wird unabhängig vom Strömungszustand vor der Sonde berechnet. Zugrunde liegt die Annahme, dass alle in die Sonde eintretenden Moleküle entweder direkt oder, nach Kollisionen mit anderen Molekülen, indirekt auf die Sondenwand treffen. Hier findet eine diffuse Reflexion statt. Die Moleküle verlieren dadurch sämtliche Informationen über ihren vorherigen Zustand und werden dem Lambertschen Gesetz [8] folgend in einer cosinus-förmigen Wahrscheinlichkeitsverteilung reflektiert.

Messungen haben gezeigt, dass die Moleküle teilweise spiegelnd reflektiert werden und demnach ihre Bewegungsinformationen nicht komplett verlieren. Für die angestrebte Verwendung ist die Näherung einer komplett dif-

füsen Reflexion hinreichend genau. Aus ihr folgt, dass die normierte Verteilungsfunktion für verschiedene Drücke in der Sonde erhalten bleibt. Somit kann die Austritts-Wahrscheinlichkeit als konstant angenommen werden. Unter Berücksichtigung der zylinderförmigen Sondenform und der winkelabhängigen Reflektions-Wahrscheinlichkeit von der Sondenwand nach dem Lambertschen Gesetz wird die Austritts-Wahrscheinlichkeit W_{21} berechnet zu $W_{21} = 85\%$.

Mit der Kenntnis der Wahrscheinlichkeiten kann vom Gaszustand in der Sondenspitze auf den Teilchenfluss geschlossen werden:

$$\dot{n}_1 = \frac{W_{21}}{W_{12}} \frac{p_s}{\sqrt{2\pi} m k_B T_s} \quad (4.6)$$

Die Größe T_S ist die Temperatur der Sondenspitze, m ist die Molekülmasse. Der Druck in der Sondenspitze p_S kann nicht direkt gemessen werden. Er muss berechnet werden aus dem Konverterdruck p_K , der Konvertertemperatur T_K und der Temperatur der Sondenspitze T_S . Dies ist nötig, da in verdünnten Strömungen die Druckgleichheit an zwei Enden einer Röhre unterschiedlicher Temperatur nicht die Gleichgewichtsbedingung ist. Vielmehr ist für das Kontinuum die Bedingung $p_K = p_S$ nur ein Sonderfall. Allgemein gilt, der Analyse der thermischen Transpiration nach Knudsen [37] folgend, für die Gleichgewichtsbedingung mit angepasster Nomenklatur:

$$p_S = p_K \cdot \left(\frac{T_S}{T_K} \right)^{\frac{1}{2K}} \quad (4.7)$$

Der Exponent wird maßgeblich bestimmt durch die empirisch gefundene Funktion für K :

$$K = \left(1 + \frac{1,23}{Kn_{SK}} \left[\frac{1 + \frac{1,575}{Kn_{SK}}}{1 + \frac{12,25}{Kn_{SK}}} \right] \right)^2 \quad (4.8)$$

Die Größe Kn_{SK} stellt die mittlere Knudsenzahl von Sondenspitze und Konverter dar. Für kleine Kn_{SK} strebt K gegen große Werte und damit der Exponent gegen Null. Dann spielt der Temperaturquotient für die Gleichgewichtsbedingung keine Rolle. Im zweiten Grenzfall für große Kn_{SK} strebt K gegen Eins, der Exponent damit gegen $\frac{1}{2}$. Nun wirkt der Temperaturquotient am stärksten.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Berechnung der mittleren Knudsenzahl Kn_{SK} vereinfacht. Sie wurde bislang aufwendig aus mikroskopischen Größen berechnet (siehe [48]). Dies ist gar nicht nötig und kann sehr genau mit makroskopischen Größen geschehen. Als charakteristische Länge wird der Innen-Durchmesser des Sondenröhrchens d_i gewählt. Es gilt:

$$Kn_{SK} = \frac{\lambda}{d_i} \quad (4.9)$$

Wird die Molekülanzahl n in Gleichung 2.25 dem idealen Gasgesetz folgend ersetzt durch $n = \frac{p}{K_B T}$, folgt:

$$Kn_{SK} = \frac{K_B T_{\text{mittel}}}{d_i \cdot \sqrt{2\pi\sigma^2 p_K}} \quad (4.10)$$

Die mittlere Temperatur T_{mittel} wird hierbei gegeben durch $T_{\text{mittel}} = \frac{T_S + T_K}{2}$. Anstelle eines mittleren Druckes wird der Konverterdruck verwendet. Er ist größer als der tatsächliche mittlere Druck, welcher nun iterativ bestimmt werden könnte. Da eine iterative Berechnung nur Auswirkungen im Bereich kleiner 0,1% auf den berechneten Druck p_S hat, wird darauf verzichtet.

Neben dieser vereinfachten Berechnung ist eine weitere Änderung, dass **immer** der zur mittleren Knudsenzahl Kn_{SK} passende Exponent verwendet wird und nicht über einen größeren Bereich die Näherung $K = 1$.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass der Druck im Konverter im Wesentlichen von der Eintritts-Wahrscheinlichkeit W_{12} und dem Teilchenfluss abhängt. Alle anderen Größen sind konstant oder nahezu konstant. Die Eintritts-Wahrscheinlichkeit ändert sich mit dem Zustand der Strömung, die auf die Sonde trifft. Sie braucht in einem Strömungsbereich nur einmal bestimmt zu werden und kann ansonsten näherungsweise als konstant angesehen werden. Es gilt für diesen Strömungsbereich dann:

$$\dot{n}_1 = \text{const} \cdot p_K \quad (4.11)$$

Da Konverter-Druck und Teilchenfluss mit dieser Einschränkung äquivalent sind, wird in der Auswertung bei qualitativen Betrachtungen der Druck direkt aufgetragen. Aufgrund von durchgeführten Bestimmungen der Wahrscheinlichkeit an ausgezeichneten Orten kann er bei Bedarf jederzeit in einen Teilchenfluss umgerechnet werden. Bei quantitativen Betrachtungen wird der Fluss aufgetragen.

Sämtliche Änderungen und Erweiterungen an der Sondentheorie sind im Anhang A.3 zusammengefasst.

4.4. Genauigkeiten

In diesem Kapitel wird auf die mechanischen Genauigkeiten der Schrittmotoren, die Messgenauigkeiten der verwendeten Messketten und die Regelgenauigkeiten der Ruhegrößen eingegangen. Am Ende jedes Abschnittes werden die Genauigkeiten bewertet.

4.4.1. Positions-Genauigkeit

Um das Strömungsfeld in drei Dimensionen zu vermessen, müssen die Bewegungsmöglichkeiten des Zwei-Düsen-Gestells und der Messsonde kombiniert werden. Die Sonde kann sich nur in Längs-Richtung bewegen (Variation x) und sich drehen (Variation α). Daher besitzt das Zwei-Düsen-Gestell, neben der Beweglichkeit der Düsen, die in **Abbildung 4.5** dargestellten zusätzlichen Bewegungsmöglichkeiten der Höhenvariation (Variation z) und der Drehung (Variation θ).

Insgesamt werden sechs Schrittmotoren gesteuert. Vier sind im Zwei-Düsen-Gestell verbaut, zwei in der STG zur Bewegung der Sonde. Die Motoren im Zwei-Düsen-Gestell werden im „closed loop“-Modus betrieben. Das heißt, sie besitzen jeweils einen eigenen Encoder, der das korrekte Ausführen der angeforderten Bewegung überwacht. Im Falle von Schrittverlusten regelt die Steuer-Software automatisch nach. Die Positionierungs-Genauigkeit hängt von der Genauigkeit der Encoder ab. Für die drei Linearverschieber (Bewegung von Düse 1, Düse 2 und Höhenvariation des Gestells) kommen optische Encoder vom Typ LIA der Firma Numerik Jena zum Einsatz [47]. Der Fehler ist $\Delta y, \Delta z \leq \pm 5 \mu m$. Beim Rotations-Schrittmotor kommt der optische Encoder HEDM 5540 der Firma Avago Technologies zum Einsatz [4]. Der maximale Fehler beträgt $\Delta \theta_{\max} = 40'$. Die Einheit ist hier Winkelminuten.

Die in der STG verbauten Motoren zur Bewegung der Sonde besitzen keine Encoder. Dieser Umstand war nicht zu ändern und musste als Randbedingung hingenommen werden. Dementsprechend schlechter ist hier die Positionierungs-Genauigkeit. Für einen typischen Messtag liegt sie für die lineare Bewegung der Sonde in x-Richtung bei $\Delta x < \pm 2 mm$. Das ist,

BEWEGUNGS-GRÖSSE	UNSICHERHEIT
Düse 1	$\Delta y_1 \leq \pm 5 \mu m$
Düse 2	$\Delta y_2 \leq \pm 5 \mu m$
Höhe z des Zwei-Düsen-Gestells	$\Delta z \leq \pm 5 \mu m$
Winkel θ des Zwei-Düsen-Gestells	$\Delta \theta_{\text{typ}} = 10'$
	$\Delta \theta_{\text{max}} = 40'$
Position x Sonde	$\Delta x < \pm 2 mm$
Winkel α Sonde	$\Delta \alpha = \pm 1^\circ$

Tabelle 4.3.: *Positionierungs-Genauigkeiten, bezogen auf den Nullpunkt des Koordinatensystem aus **Abbildung 4.5**.*

im Vergleich zu der Genauigkeit der Linearverschieber im Zwei-Düsen-Gestell, ein etwa um den Faktor 400 schlechterer Wert. Für die Drehung des Sondenkopfes liegt der Fehler für einen typischen Messtag bei $\Delta \alpha = \pm 1^\circ$. Die Unsicherheiten in der Positionierung sind in **Tabelle 4.3** zusammengefasst. Die Temperatur der Messkammer spielt für die dargelegten Bewegungsgrößen keine Rolle, da sie voneinander entkoppelt sind.

Bewertung: Die Genauigkeit der vier Schrittmotoren im Zwei-Düsen-Gestell ist exzellent. Hier wäre für die Linearverschieber beispielsweise eine Unsicherheit von $100 \mu m$ noch völlig ausreichend gewesen. Bei den beiden Schrittmotoren, die in der Kammer verbaut sind, ist das anders. Die Unsicherheit des Dreh-Winkels α der Patterson-Sonde ist akzeptabel, weil er vom Experimentator beim Ausrichten gar nicht genauer eingestellt werden kann. Die Unsicherheit der Position x der Patterson-Sonde ist größer als gewünscht. Bei Positionen $x \geq 100 mm$ spielt dies keine Rolle mehr. Für exakte Messungen bei $x < 100 mm$, insbesondere zwischen den Düsen, wäre eine höhere Auflösung von $0,5 mm$ wünschenswert. Die im Verhältnis zu den anderen Motoren große Unsicherheit muss bei der Bewertung der Messdaten, insbesondere zwischen den Düsen, berücksichtigt werden.

4.4.2. Messgenauigkeit

Sämtliche Messsignale werden als analoge Spannung zwischen 0 und 10 V zum NI-PCI-7334 Analog-Digitalwandler [44] geführt. Die dort erzeugten digitalen Signale werden vom Messrechner aufgezeichnet. Dies geschieht

mit der extra für dieses Projekt erweiterten DLR-eigenen Software SCMV (STG-CCG²-Messdaten-Verarbeitungs-Software).

Temperatur: Es werden eine Vielzahl an Temperaturen gemessen. Beispielsweise die Ruhetemperaturen in den Düsen T_{01} und T_{02} sowie die Düsenwand-Temperaturen T_{W1} und T_{W2} . Als Thermosensoren dienen Thermoelemente Typ K (NiCr-NiAl) von der Firma Thermocoax [57]. Die Messketten für Temperaturmessungen setzen sich wie folgt zusammen: Thermoelement - Kabel mit Durchführung durch die Vakuumkammer - Verstärker (Eigenbau DLR-Göttingen) - Kabel - NI-PCI-7334 Analog-Digitalwandler - Messrechner. Die Unsicherheit der Thermoelemente selbst liegt laut Hersteller bei $2,5\ K$, der des 12 bit Analog-Digitalwandlers etwa bei $10\ mV$, wenn die letzten zwei der zwölf Digits als Fehler angenommen werden. Aufgrund der durch eine Vielzahl von Messungen gewonnenen Erfahrungswerte mit diesen Messketten kann die Gesamtunsicherheit abgeschätzt werden mit $\Delta T < 4\ K$.

Druck: Zur Druckmessung dienen verschiedene Druckmesser, die sowohl außerhalb der STG als auch innerhalb der STG im Zwei-Düsen-Gestell und in der Patterson-Sonde verbaut sind. Außerhalb der STG wird der Ruhedruck p_0 als Leitungsdruck mit einem MKS Baratron Absolutdruckaufnehmer Typ 722 [42] aufgenommen. Die Messkette des Baratron-Druckaufnehmers ist: Versorgungsgerät - Kabel - Sensor - Kabel - NI-PCI-7334 Analog-Digitalwandler - Messrechner. Die Toleranz des Sensors selbst liegt laut Hersteller bei $0,5\%$. Hinzu kommen die Unsicherheiten für die Kabel und den Analog-Digitalwandler. Die $0,1\ V$ Toleranz des Wandlers entsprechen im typischen Druckbereich (zwischen 1 und 5 bar) $10\ mbar$. Somit kann die Unsicherheit der Messkette in diesem Bereich abgeschätzt werden mit $\Delta p < 1\%$. Bei geringeren Drücken wirkt sich die Unsicherheit des Analog-Digitalwandlers stärker aus, da das Spannungssignal pro Druckdekade um eine Potenz sinkt.

Innerhalb des Zwei-Düsen-Gestells wird der Ruhedruck für jede Düse separat (p_{01} und p_{02}) mit einem Natec Druckaufnehmer vom Typ P924SW [43] bestimmt.

Der mit dem Baratron gemessene Leitungsdruck und diese Ruhedrucke waren nahezu identisch, so dass bei Messungen mit variierender Gastem-

²CCG steht für Contamination Chamber Göttingen und ist eine weitere Vakuumkammer.

peratur auf den Baratron-Druckmesser zurückgegriffen werden konnte. Dies ist sinnvoll, weil die Natec-Drucksensoren auf Zimmertemperatur kalibriert sind. Da der Baratron-Druckaufnehmer sich vor den Heizungen befindet, spielt die Gastemperatur hier keine Rolle.

Die beiden Messketten der Natec-Sensoren ergeben sich wie folgt: Sensor - Kabel mit Durchführung durch die Vakuumkammer - Versorgungs- und Anzeigegerät - Kabel - Ni-PCI-7334 Analog-Digitalwandler - Messrechner. Bis zum Analog-Digitalwandler sind beide Messketten durch den Hersteller zertifiziert worden. Die Toleranz ist kleiner als 0,05 V, was 30 mbar entspricht. Hinzu kommt der Fehler des Analog-Digitalwandlers mit 0,1 V, was 6 mbar entspricht. Es ergibt sich für die kompletten beiden Messketten eine Unsicherheit von jeweils $\Delta p < 36$ mbar.

Die Messkette zur Druckmessung im Konverter der Patterson-Sonde (p_k) besteht aus folgenden Komponenten: Sensor - Kabel und Durchführung durch die Vakuumkammer - Anzeige- und Versorgungsgerät - Kabel - Ni-PCI-7334 Analog-Digitalwandler - Messrechner. Als Sensor wird ein Ionisations-Vakuummeter der Firma Balzers vom Typ IMR 310 (HP-Röhre) verwendet. Der Messbereich geht von $1 \cdot 10^{-6}$ mbar bis 1 mbar. Das Versorgungs- und Anzeigegerät ist, ebenso von der Firma Balzers, ein IMG 300.

Über die Genauigkeit dieser Messkette kann leider keine auf Herstellerangaben basierende Aussage getroffen werden. Fest steht, dass sie im Wesentlichen von der Genauigkeit der Druckmessröhre abhängt, da diese die größten Unsicherheitsfaktoren besitzt. Der gemessene Druck hängt neben der Gasart auch vom Zustand der Messröhre ab. Aus diesem Grund wurde die Genauigkeit der Messkette mit einem Verfahren ermittelt, dass in [48] erläutert wird. Es basiert auf einem Vergleich zwischen dem Massenstrom im Düsenhals und dem mit der Sonde gemessenen Massenstrom im Fernfeld. Aus diesem Vergleich folgt eine Unsicherheit von $\Delta p < 5\%$.

Bewertung: Sämtliche Unsicherheiten in den Messketten sind gering, so dass quantitativ interpretierbare Messergebnisse zu erwarten sind.

4.4.3. Regelgenauigkeit

Temperatur: Die Umgebung in der STG besitzt während eines Versuchs eine Temperatur von etwa 10 bis 15 K. Neben dem Versuchsgas muss auch das Zwei-Düsen-Gestell selbst beheizt werden, damit die Isolatio-

nen der Leitungen bei einer Bewegung nicht brechen, Halbleiterelemente (beispielsweise optische Encoder) funktionsfähig bleiben und die Ruhedruckmessung zuverlässig erfolgen kann. Es kann demnach zwischen zwei Arten von Temperaturen als Regelungsgrößen unterschieden werden. Zum einen ist das die Gastemperatur, die in den Ruhekammern der Düsen die Messgröße „Ruhetemperatur“ liefert. Diese Größe muss ständig nachge-regelt, genau gemessen und aufgezeichnet werden. Zum anderen ist das die Temperatur des Zwei-Düsen-Gestells selbst, mit seinen Leitungen und Kabeln. Hier spielen Temperaturschwankungen eine untergeordnete Rolle. Da die Regelung der Zwei-Düsen-Gestell-Temperatur für die Messungen unwesentlich ist, wird auf sie nicht eingegangen.

Die Einstellung der Gastemperatur erfolgt ausschließlich per Hand. Hierfür ist neben dem Experimentator mindestens eine weitere Person anwesend, die die Einstellungen regelt und überwacht. Die Ruhetemperatur hängt von fünf Einflußgrößen ab:

1. Der Temperatur des Gasheizers (Eine Heizwendel im Gasstrom).
2. Der Temperatur der jeweils zwei Meter langen Leitung zum Zwei-Düsen-Gestell.
3. Der Temperatur des Zwei-Düsen-Gestells (vernachlässigbar).
4. Dem Zustand der Boost-Heizungen. Dies sind dünne Heizdrähte, die um die in **Abbildung 4.5** dargestellten Röhrchen gewickelt sind, um kurzzeitig die Gastemperatur zu erhöhen³.
5. Dem Ruhedruck.

Dies kann als ein an vier Größen gekoppelter Schwingkreis aufgefasst werden (das Zwei-Düsen-Gestell hat konstante Temperatur). In der Praxis stellt der Schwingkreis kein Problem dar, da die Zeitskalen, mit denen die einzelnen Komponenten hineinspielen, sehr unterschiedlich sind. Insbesondere wirken die Gasleitungen aufgrund ihrer großen, thermischen Masse stabilisierend.

Die Regelgenauigkeit der Temperatur ist vergleichbar mit der Messgenauigkeit und schwankt um maximal 5 K.

³Die Boost-Heizungen sind nur an einem Messtag verwendet worden. Sind sie aktiv, liegt die Düsenwandtemperatur über der Ruhetemperatur des Gases. Sonst ist es umgekehrt.

Druck: Die Druckregelung wird per Hand durchgeführt. Hierzu wird der Druck aus einer Stickstoff-Flasche mit einem Druckminderer auf etwa 5 *bar* reduziert. Aus diesen 5 *bar* kann mithilfe eines Nadelventils jeder Druck zwischen 0 und 5 *bar* eingestellt werden.

Es wird eine Leitung in die STG hineingeführt, die sich noch im Flansch in zwei Leitungen aufteilt, die zu den beiden Düsen führen. Gemessen wird der eingestellte Druck hinter dem Nadelventil außerhalb der STG mit dem MKS Baratron Absolutdruckaufnehmer Typ 722 (siehe oben). Der Druck lässt sich sehr präzise regeln und bleibt lange stabil. Die Unsicherheit des Ruhedruckes liegt während der Messung eines langen ($t \approx 45 \text{ min}$) Profils bei maximal 20 *mbar*. Bei kurzen ($t \approx 1 \text{ min}$) Profilen bei maximal 10 *mbar*.

Bewertung: Beide Regelunsicherheiten sind vergleichbar mit der jeweiligen Messunsicherheit. Dies ist ein guter Zustand und erlaubt ein genaues Einstellen der Ruhegrößen.

4.5. Profiltypen

Zur Vermessung der Strömungsfelder einer einzelnen Strömungsquelle wie auch der Abgasstrahl-Wechselwirkung werden verschiedene Profiltypen verwendet. Sie sollen in diesem Kapitel dargelegt werden. Hierbei werden nur die Profile für zwei Düsen präsentiert, da die Profile für eine einzelne Strömungsquelle hiervon eine Schnittmenge darstellen und die analoge Definition selbsterklärend ist.

4.5.1. Variation der Ruhebedingungen

Bei Verwendung von skalierten Düsen im Kaltgasbetrieb können Ruhedruck, Ruhetemperatur und Gasart variiert werden. Im Falle dieser Arbeit wurde von einer Variation der Gasart abgesehen und Stickstoff verwendet. Die Gründe hierfür sind zum einen, dass Stickstoff über einen breiten Temperaturbereich einen konstanten Adiabatenexponenten κ aufweist. Zum anderen ist Stickstoff ein Bestandteil des Abgasstrahls des originalen Triebwerks. Daher liegt das κ des Abgasstrahls vom Kaltgas-Triebwerk auch im Bereich vom Original (siehe Kapitel 3). Es bleiben zwei mögliche Profiltypen:

- **p_0 -Profil:** Variation des Ruhedruckes, Temperatur bleibt konstant. Der Ruhedruck beeinflusst über das ideale Gasgesetz (siehe Glei-

chung 2.8) die Dichte ρ_0 und damit auch ρ_E . Die angepasste Reynolds-Zahl ist definiert als $Re_E = \frac{\rho_E u_E l_E}{\mu_0}$. Somit stellt eine p_0 -Variation eine Veränderung der Re-Zahl dar. Es ist $Re \propto p_0$.

- **T₀-Profil:** Variation der Ruhetemperatur. Bei konstantem Druck Veränderung der Re-Zahl (ähnlich wie beim p_0 -Profil, T_0 geht in μ_0 , in u_E und in ρ_E ein). Es ist $Re \propto 1/\sqrt{T_0}$. Weitere Möglichkeit: Nachregelung des Druckes, so dass die rechnerische Re-Zahl erhalten bleibt. Beide Möglichkeiten wurden wahrgenommen.

4.5.2. Variation der Sondenposition

Eine weitere Gruppe von Profilen ergibt sich aus der Möglichkeit, die Position der Sonde im Strömungsfeld zu verändern (auch wenn hierfür teilweise in der Umsetzung die Sonde in der STG still steht und stattdessen das Zwei-Düsen-Gestell bewegt wird). Dies ermöglicht eine dreidimensionale Vermessung der Abgasstrahlen. Hierfür muss zwischen dem Bezugssystem STG und den darauf aufgesetzten relativen Koordinatensystemen unterschieden werden. Hiervon wurden zwei verwendet, ein kartesisches und ein Zylinder-Koordinatensystem. Beide besitzen den selben Ursprung (siehe **Abbildung 4.5**), der ortsfest im Bezugssystem der STG liegt, nämlich auf der Hauptachse des Kryopumpen-Zylinders bei $x = 2640 \text{ mm}$. Das Zylinder-Koordinatensystem wird anhand von **Abbildung 4.9** deutlich. Sie stellt die vier Profile zur Vermessung des Strömungsfeldes dar und zeigt typische Sondenorientierungen. Die vier Profile sind:

- **r-Profil:** Das Radial-Profil ist in **Abbildung 4.9a** dargestellt. (Im konkreten Fall ist der Drehwinkel des Sondenkopfes $\alpha = 180^\circ$. Auf diese Weise wird die rückwärts gerichtete Strömung vermessen.) Unter einem festen Düsenabstand und eingestellten Ruhebedingungen wird die Messsonde unter einem gewählten Winkel θ (siehe **Abbildung 4.9b**) radial vom Nullpunkt weg beziehungsweise auf ihn zu bewegt. Im Falle eines negativen r wird hinter den Düsen gemessen. Vorzubegeben sind weiterhin die Höhe in z-Richtung (siehe **Abbildung 4.9c**.), unter der gemessen wird, und der Drehwinkel des Sondenkopfes α .
- **θ -Profil:** Für das Angular-Profil (**4.9b**) werden alle Größen fest vorgegeben, und nur der Winkel θ verändert. Auf diese Weise kann für verschiedene Abstände r das Strömungsfeld auf Kreisbögen abgerastert werden. Der Winkel θ ist, wie dargestellt, bezogen auf die

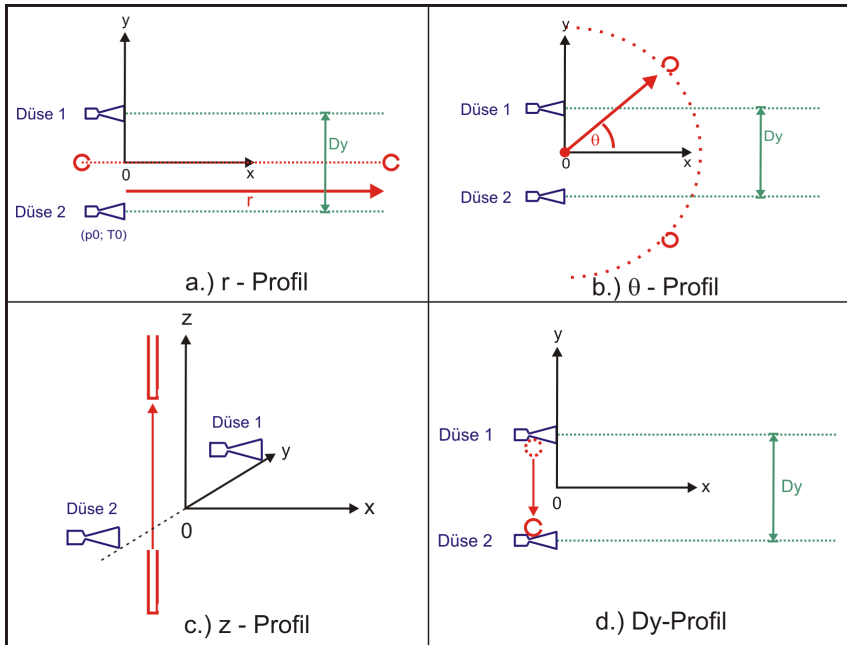


Abbildung 4.9.: Übersicht der vier Profile zur Vermessung des Strömungsfeldes.

Wechselwirkungsebene definiert. Der Sondenschlitz zeigt im Beispiel auf den Nullpunkt, somit beträgt der Winkel des Sondenkopfes im Gegensatz zu **4.9a** 0° .

- **z-Profil:** Beim z-Profil (**4.9c**) werden alle Größen fixiert und nur die Höhe der Sonde bezogen auf die Düsen variiert. Dies erweitert die Vermessung des Strömungsfeldes auf die dritte Dimension. Im dargestellten Fall befindet sich die Sonde hinter den Düsen unter einem Sondenwinkel von 180° zur Vermessung der Rückströmung. Der Schlitz ist durch einen dünneren Strich kenntlich gemacht.
- **Dy-Profil:** Zur genauen Vermessung der Rückströmung wurde ein weiteres Profil definiert, das Dy-Profil (**4.9d**). Hier wird nicht auf Kreisbögen gemessen, sondern auf geraden Bahnen in y-Richtung. Dazu werden alle Größen eingestellt und nur die Position der Sonde,

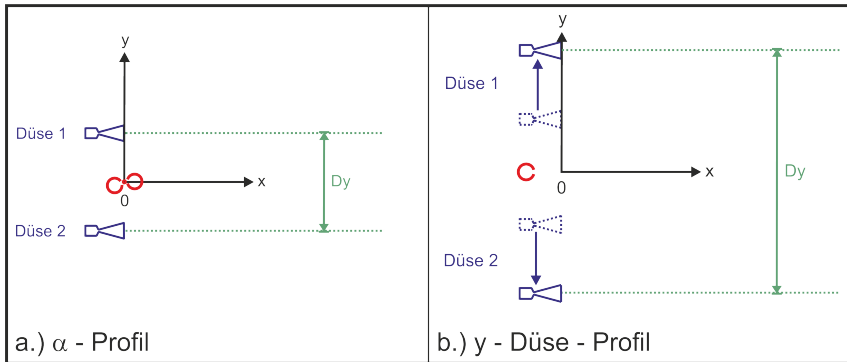


Abbildung 4.10.: Skizzen von α -Profil und y-Düse-Profil.

bezogen auf die Düsen, verändert. Wird diese Messung für verschiedene Höhen z und verschiedene Positionen r durchgeführt, kann ein sehr genaues Bild der Gestalt der Rückströmung gewonnen werden. Aufgrund der hohen Genauigkeit und feinen Einstellbarkeit der Düsen-Schrittmotoren (effektiv werden die Düsen verschoben), ist dieses Profil sehr genau.

4.5.3. Spezialprofile

Es gibt zwei weitere Profile, welche für die Untersuchung der Abgasstrahl-Wechselwirkung wichtig sind. Dies ist zum einen das y-Düse-Profil, mit welchem die Art der Wechselwirkung verändert wird, und zum anderen das α -Profil. Beide Profile sind in **Abbildung 4.10** skizziert.

- **α -Profil:** Das α -Profil (4.10a) ist ein Drehprofil der Patterson-Sonde. Dabei wird die Sonde um den Schlitz gedreht. Er stellt den Drehpunkt dar. Auf diese Weise können an einem Punkt Informationen über die Richtungsverteilung der Strömung gewonnen werden. Dieses Profil ist die Grundlage zur experimentellen Gewinnung des Integrationswinkels (siehe Kapitel 4.3.2) im Auswerteverfahren der Patterson-Sonde. Zeigt der Schlitz bei positivem r auf den Nullpunkt, beträgt $\alpha = 0^\circ$. Auf dieser Ausgangslage basierend wird der Winkel im Uhrzeigersinn positiv gezählt.
- **y-Düse-Profil:** Mit dem y-Düse-Profil (4.10b) wird der Abstand

der Düsen zueinander (Dy) variiert. Anders als bei den bisherigen Profilen wird nicht die Position oder Ausrichtung der Patterson-Sonde verändert, sondern **das Strömungsfeld selbst manipuliert**. Es bewegen sich immer beide Düsen. Dies geschieht gekoppelt, so dass die Wechselwirkungs-Ebene ortsfest bleibt. Mit diesem Profil wird die Wechselwirkungsart nach der Definition in **Abbildung 2.10** von Koppenwallner verändert. Daher ist es eines der wichtigsten Profile.

5. Messungen

In diesem Kapitel werden Messungen zur Abgasstrahl-Wechselwirkung präsentiert. Es wird zunächst der Abgasstrahl der Einzeldüse diskutiert, da seine Kenntnis die Grundlage für eine fundierte Analyse der Wechselwirkung bildet. Daraufhin wird als Schwerpunkt dieses Kapitels die Abgasstrahl-Wechselwirkung untersucht. Dabei wird zunächst auf die Wechselwirkung der Abgasstrahlen stromab der Düsenaustritts-Ebene eingegangen, um die Kennzahl Kn_p zu ermitteln und zu überprüfen. Anschließend werden Messungen zur Rückströmung präsentiert. Hier interessieren die Form der Flussverteilung, ihr Verhalten bei einer Variation des Düsenabstandes und schließlich der Entstehungsbereich der Rückströmung.

5.1. Abgasstrahl der Einzeldüse

In diesem Abschnitt wird die Form des Abgasstrahls aus der Einzeldüse dargelegt. Es ist sinnvoll, vor solch einer genauen Beschreibung zu untersuchen, wie sensibel der Abgasstrahl auf Variationen des Ruhedruckes p_0 reagiert, der im Versuch nicht vollkommen fix vorgegeben werden kann. Diese Untersuchung ist besonders wichtig für die Interpretation der Messungen bezüglich der Abgasstrahl-Wechselwirkung. Schließlich muss klar sein, ob eine Veränderung in einer Messkurve an der Wechselwirkung liegt, oder an einer Veränderung der einzelnen Abgasstrahlen, hervorgerufen durch Schwankungen der Ruhegrößen. Daher wird zunächst auf die Stabilität des Abgasstrahls in Bezug auf Schwankungen im Ruhedruck p_0 eingegangen. Eine Variation von p_0 stellt gleichzeitig eine Veränderung der Reynolds-Zahl (siehe Kapitel 4.5.1) dar, die für die Form eines Abgasstrahls von besonderer Bedeutung ist. Da sie ebenso durch eine Variation der Ruhetemperatur T_0 verändert werden kann, sind für Schwankungen in T_0 ähnliche Auswirkungen auf die Abgasstrahl-Form zu erwarten. Die Abhängigkeit der Re-Zahl von p_0 ist stärker als von T_0 ($Re \propto \frac{p_0}{\sqrt{T_0}}$). Daher werden Variationen von T_0 nicht separat präsentiert.

Im Anschluss wird der radiale Dichteverlauf untersucht. Hierauf basie-

rend findet eine Bereichsunterteilung in Nahfeld und Fernfeld statt. Daraufhin werden zunächst die Eigenschaften des Fernfeldes charakterisiert, beispielsweise das Expansionsverhalten der Kernströmung. Es folgt eine zweidimensionale Darstellung des Abgasstrahls. Zuletzt wird auf das Nahfeld eingegangen. Hier ist das aus der Düse kommende Stoßsystem von besonderem Interesse.

5.1.1. Stabilität des Abgasstrahls

Es wurde für die Versuche die Reynolds-Zahl 1457 (siehe Kapitel 3.3) gewählt. Es wird untersucht, ob kleine Schwankungen in den Ruhegrößen, und damit in der Re-Zahl ($Re \propto \frac{p_0}{\sqrt{T_0}}$), große Auswirkungen auf die Struktur des Abgasstrahls haben oder ob sie stabil gegenüber solchen Schwankungen ist. Dies wird anhand von p_0 -Profilen durchgeführt.

In **Abbildung 5.1** sind p_0 -Profile für verschiedene Düsenwinkel θ bei festem Abstand $r = 100 \text{ mm}$ aufgetragen. Die Profile sind so zu interpretieren, dass bei Kurven parallel zur Abszisse der lokale Anteil am Massenstrom \dot{m} gleich bleibt. Eine Erhöhung des Ruhedruckes p_0 bewirkt in diesem Fall keine Änderung des auf den Ruhedruck normierten Konverterdruckes p_K . Steigt die Messkurve an, steigt der lokale Anteil am Massenstrom an, fällt sie ab, sinkt der lokale Anteil.

Es ist zu erkennen, dass bei kleinen Ruhedrücken bis etwa 300 mbar Änderungen in der Form des Abgasstrahls stattfinden. Er besitzt noch nicht den typischen, gerichteten Charakter. Ein kleiner Ruhedruck steht für eine kleine Reynolds-Zahl. Die Re-Zahl ist ein Maß für das Verhältnis von Trägheitskraft zu Reibungskraft. Letztere übt hier starken Einfluss aus. Die Strömung ist daher vollviskos. Das bedeutet, es liegt im wesentlichen eine große Grenzschicht in der Düse vor. Die Kurve für 0° steigt an. Dies ist damit interpretierbar, dass die Mach-Zahl der schuberzeugenden Kernströmung zunächst klein ist und mit steigendem Ruhedruck und damit sinkendem Grenzschicht-Einfluss zunimmt. Zugleich werden verhältnismäßig viele Moleküle unter Winkeln zwischen 0° und 100° emittiert, wie anhand der Kurven für 60° , 90° und 100° zu sehen ist. Sie fallen mit steigendem Ruhedruck, was bedeutet, dass die Gesamtemission in diesem Winkelbereich nachlässt. Beide Vorgänge sind interpretierbar als ein Steigen des Einflusses der Düsenkontur auf die Strömung, welche für die typische Form des Abgasstrahls verantwortlich ist. Schließlich sinkt bei

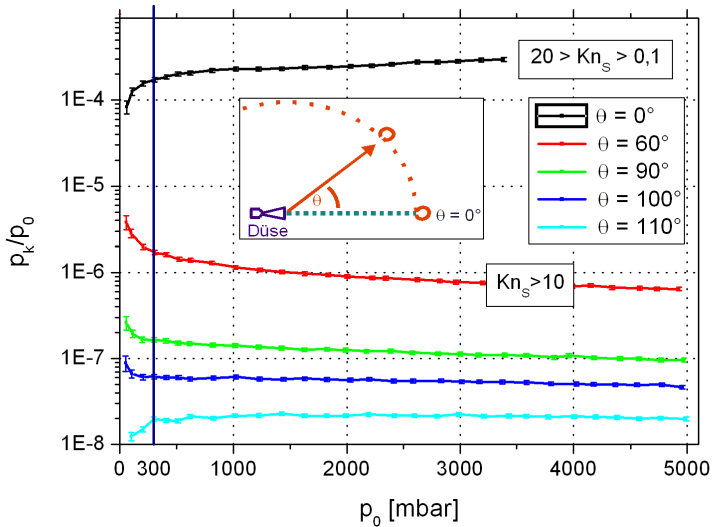


Abbildung 5.1.: Ruhedruck-Profile unter variablem Düsenwinkel θ . Parameter: $r = 100 \text{ mm}$, $\alpha = 0^\circ$, $z = 0 \text{ mm}$, $T_0 = 300 \text{ K}$ und $T_W = 280 \text{ K}$. Für die vier unteren Kurven gilt: $Kn_S > 10$.

steigendem Ruhedruck und damit steigender Reynolds-Zahl die Grenzschichtdicke. Der Verlauf der Kurve für $\theta = 110^\circ$ hingegen weicht von den darüber liegenden Kurven ab. Das ist jedoch kein Widerspruch zur Interpretation. Schließlich ist die Rückströmung sehr verdünnt und es muss zunächst überhaupt erst einmal eine ausreichende Anzahl an Molekülen um 110° um die Düsenlippe herumgelenkt werden.

Ab 300 mbar ändert sich das Verhältnis p_K/p_0 nur wenig. Es ist eine leichte Zunahme des normierten Druckes unter 0° zu erkennen, mit dem eine Abnahme unter 60° und 90° einher geht. Das heißt es liegt eine Zunahme des lokalen Massenflusses relativ zum Gesamtmassenfluss in der Kernströmung und eine Abnahme im Grenzschicht-Expansionsgebiet vor. Dies wird interpretiert mit einem leichten Verschanken der Angularprofile bei steigendem Ruhedruck. Da die Kurve gemessen unter 100° fast parallel und die unter 110° parallel zur Abszisse verläuft, wird die Rückströmung

mit steigendem Winkel θ hiervon weniger beeinflusst.

Es ist auf **Bild 5.1** zusätzlich die Sonden-Knudsenzahl Kn_S abgebildet. Als Referenzlänge dient der Sondendurchmesser mit $d_S = 6 \text{ mm}$. In der Kurve für $\theta = 0^\circ$ findet bei steigendem Druck ein Wechsel vom freimolekularen Gebiet in das Übergangsgebiet statt (siehe Tabelle 2.1). Bei einer quantitativen Untersuchung müsste dies berücksichtigt werden, da die Sondentheorie nur für freimolekulare Verhältnisse im Rahmen der Näherungen exakt gilt. Bei der aktuellen Betrachtung sind die Auswirkungen jedoch vernachlässigbar. Für alle anderen Messkurven lagen freimolekulare Bedingungen $Kn_S > 10$ vor.

Die Hauptaussage dieser Messreihe ist, dass im Druckbereich bei 1660 mbar die **angulare** Struktur des Abgasstrahls bei Schwankungen der Ruhedrößen im Bereich der Regelgenauigkeit (20 mbar oder etwa 1% von 1660 mbar) stabil bleibt.

Die Untersuchung die **radiale** Struktur des Abgasstrahls betreffend ist in **Abbildung 5.2** dargestellt. Es wurde auf der Strahlachse bei verschiedenen Abständen zur Düse gemessen. Es ist erneut zu erkennen, dass sich der Abgasstrahl bei geringen Drücken bis 300 mbar zunächst stärker ändert. Ist dies geschehen ist auffällig, dass alle Kurven bei steigendem Ruhedruck ein Maximum besitzen. Eine eindeutige Systematik ist an der Lage der Maxima nicht zu erkennen. In [48] werden sie mit der beginnenden Kondensation des Stickstoffes erklärt. Dies sorgt durch Übertragung der Kondensationswärme an noch nicht kondensierte Moleküle für eine Aufweitung des Abgasstrahls.

Wichtig ist, dass auch die radiale Struktur im Druckbereich um 1660 mbar sehr stabil gegenüber Schwankungen der Reynolds-Zahl ist. Einzig bei $r = 2000 \text{ mm}$ ist die Steigung etwas stärker. Dieser Ort ist allerdings so weit von der Düse weg, dass es für die Wechselwirkung im Allgemeinen und die Rückströmung im Speziellen keine Rolle spielt.

Auch in diesem Bild ist die Sonden-Knudsenzahl Kn_S dargestellt. Für den ersten Messwert gilt die große Knudsenzahl, für den letzten die kleine. Es wurde im Übergangsgebiet und im freimolekularen Gebiet gemessen. Auch hier sind die Messwerte ohne Einschränkungen interpretierbar. Daher ist auch für die **radiale** Struktur des Abgasstrahls die Aussage gültig, dass im Druckbereich bei 1660 mbar der Abgasstrahl bei Schwankungen der

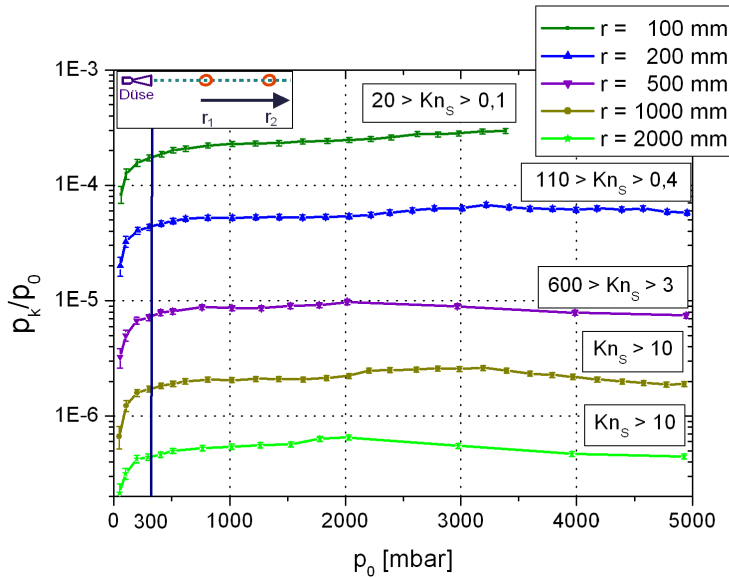


Abbildung 5.2.: Ruhedruck-Profile bei variablem Abstand r . Parameter: $\theta = 0^\circ$, $\alpha = 0^\circ$, $z = 0 \text{ mm}$, $T_0 = 300 \text{ K}$ und $T_W = 280 \text{ K}$.

Ruhegrößen im Bereich der Regelgenauigkeit stabil bleibt.

Das Gesamtfazit dieser Stabilitäts-Betrachtungen ist, dass durch kleine Schwankungen der Ruhegrößen im Bereich von 1% ab $p_0 = 300 \text{ mbar}$ keine Auswirkungen auf die qualitative Struktur des Abgasstrahls, wie beispielsweise dem Übergang zwischen Kernströmung und Grenzschicht-Expansionsgebiet, zu erwarten sind. Quantitativ dürften diese Schwankungen allerdings sehr wohl in den Profilen zu erkennen sein.

5.1.2. Radialer Dichteverlauf

Zunächst soll der Abgasstrahl anhand von Radial-Profilen in Nahfeld und Fernfeld unterteilt werden. Hierfür wird nachfolgend mit einem p_0 von 1660 mbar gearbeitet. Im Fernfeld gilt laut DLR-Plume-Modell $\rho(r) \propto \frac{1}{r^2}$. Im Nahfeld sind einige Näherungen nicht gültig. Dies betrifft sowohl die Beschreibung des Abgasstrahls selbst als auch die Sondentheorie. Es ist somit ein Abweichen von dieser Proportionalität zu erwarten. Da die Ge-

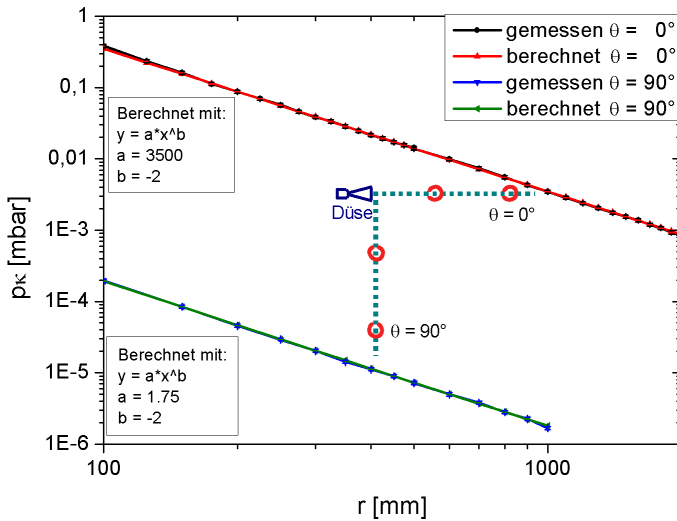


Abbildung 5.3.: Vergleiche zwischen Messungen und Berechnungen der radialen Dichteverläufe. Parameter: $p_0 = 1660 \text{ mbar}$, $T_0 = 300 \text{ K}$, $T_W = 280 \text{ K}$, $\alpha = 0^\circ$ und $z = 0 \text{ mm}$.

schwindigkeit im Fernfeld bereits die Grenzgeschwindigkeit u_{lim} erreicht hat, ist der Konverterdruck ein Maß für die Dichte.

In **Abbildung 5.3** sind Radialprofile auf der Strahlachse ($\theta = 0^\circ$) und unter $\theta = 90^\circ$ dargestellt, dazu vergleichend jeweils der Verlauf der Funktion $y = a \cdot \frac{1}{x^2}$. Die Konstante a dient dazu, die berechnete Kurve in der Höhe zu verschieben und auf diese Weise an die gemessenen Werte anzupassen. Es ist zu erkennen, dass die berechneten Kurven jeweils sehr gut auf den gemessenen Werten liegen.

Für eine genauere Untersuchung wird die Abweichung der Messung zur Rechnung bestimmt, dargestellt in **Abbildung 5.4**. Die Abweichung für den Fall $\theta = 0^\circ$ liegt meistens zwischen $\pm 2 \%$. Der Bereich $r < 175 \text{ mm}$ weicht von diesem typischen Fehler deutlich ab. Dies hat zwei Gründe:

1. Die Näherung einer punktförmigen Strömungsquelle verliert immer

mehr ihre Gültigkeit.

2. Die Sondenknudsenzahl wird unterhalb von $r = 200 \text{ mm}$ kleiner als 1, wie sich anhand der Messdaten errechnen lässt. Das Signal der Sonde ist somit zunehmend schlechter mit der freimolekularen Theorie interpretierbar. Dies führt ebenso zu Abweichungen zwischen Messung und Theorie.

In diesem Fall dominiert der zweite Punkt. Der Bereich $r < 175 \text{ mm}$ wird auf der Strahlachse ($\theta = 0^\circ$) nun als Nahfeld angesehen.

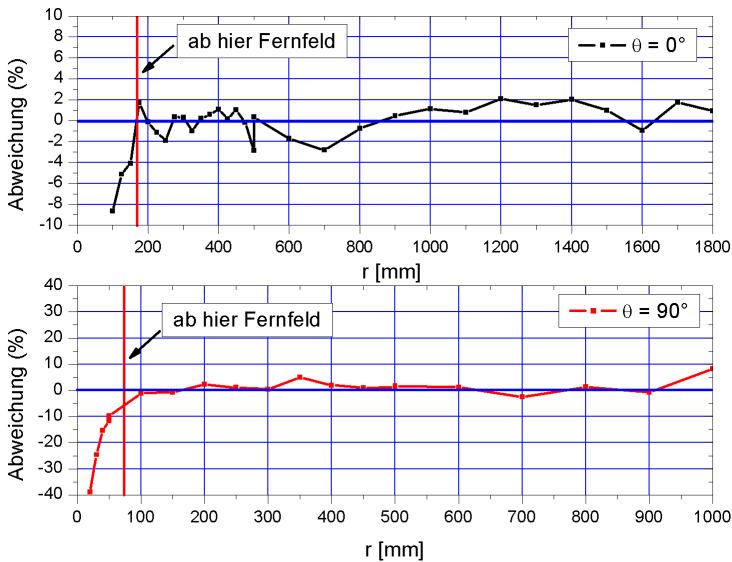


Abbildung 5.4.: Abweichungen der Rechnungen von den Messungen in Abbildung 5.3

Dasselbe Vorgehen wird für den Fall $\theta = 90^\circ$ gewählt. Zur Minimierung von Ausrichtungsfehlern ist der Mittelwert von Messungen unter $+90^\circ$ und -90° verwendet worden. Für die berechnete Kurve wurde eine Korrektur vorgenommen, in deren Rahmen der Strömungsursprung an den Düsenrand gelegt wurde ($\hat{x} = x - 3,5 \text{ mm}$). Die Betrachtung der Abweichung zeigt, dass in diesem Fall das Nahfeld bis $r = 75 \text{ mm}$ reicht. Die

Sondenknudsenzahl ist selbst nah an der Düse ($r < 20 \text{ mm}$) noch bei etwa 10. Demnach ist die Strömung freimolekular, und die Näherungen in der Sondentheorie besitzen Gültigkeit. Die Abweichung muss ausschließlich eine Eigenschaft der Strömung sein, die von der Theorie in diesem Bereich nicht mehr beschrieben werden kann. Es ist in der obigen Aufzählung Punkt 1 dominant.

Zusammenfassend folgt, dass es einen Nahfeldbereich stromab der Düse gibt. Dieser wird in erster Näherung durch eine Ellipse begrenzt. Innerhalb dieses Bereiches stimmen theoretische Vorhersagen mit der Annahme eines Fernfeldes und Messung nicht mehr überein. Dies liegt sowohl an der **Strömung** selbst, als auch am **Messverfahren**. Diese Erkenntnis ist wichtig für die Abgasstrahl-Wechselwirkung, da für die Bestimmung der Kennzahl Kn_p ein θ -Profil als Basis dient, welches aus dem Fernfeld stammen muss.

Ob innerhalb des Nahfeldes noch sinnvoll mit der Patterson-Sonde gemessen werden kann, hängt von der Sondenknudsenzahl ab. Für Informationen über die genaue Nahfeldstruktur sind Messungen mit einem Pitotrohr und Simulationen notwendig, welche in Kürze (Kapitel 5.1.4) präsentiert werden.

5.1.3. Angularer Dichteverlauf

Nachdem die Unterteilung in Nahfeld und Fernfeld durchgeführt wurde, soll nun auf die Struktur des Abgasstrahls im Fernfeld eingegangen werden. Hierzu wurden mit $p_0 = 1660 \text{ mbar}$ und $T_0 = 300 \text{ K}$ θ -Profile aufgenommen. Fünf dieser Profile mit Parameter r sind in der **Abbildung 5.5** dargestellt. Um die Profile besser vergleichen zu können, ist die Ordinate mit dem Konverterdruck bei $\theta = 0^\circ$ normiert worden. Die Kurven liegen sehr gut aufeinander, was auf eine Selbstähnlichkeit des Abgasstrahls im Fernfeld schließen lässt. Als selbstähnlich werden hier Strukturen definiert, die bei einer Vergrößerung oder Verkleinerung gleich sind.

Um den Übergangswinkel zwischen Kernströmung und Grenzschicht-Expansionsgebiet genauer zu untersuchen, der auf **Abbildung 5.5** bei 20° eingezeichnet ist, wurde von allen Profilen die zweite Ableitung nach θ gebildet. Hierfür wurden die Profile zunächst logarithmiert, um zu große Gradienten zu vermeiden. Der typische Verlauf der zweiten Ableitung ist in **Abbildung 5.6** dargestellt. Die Ableitung dient dazu, die Wendepunkte der θ -Profile zu bestimmen. Ein Wendepunkt signalisiert üblicher-

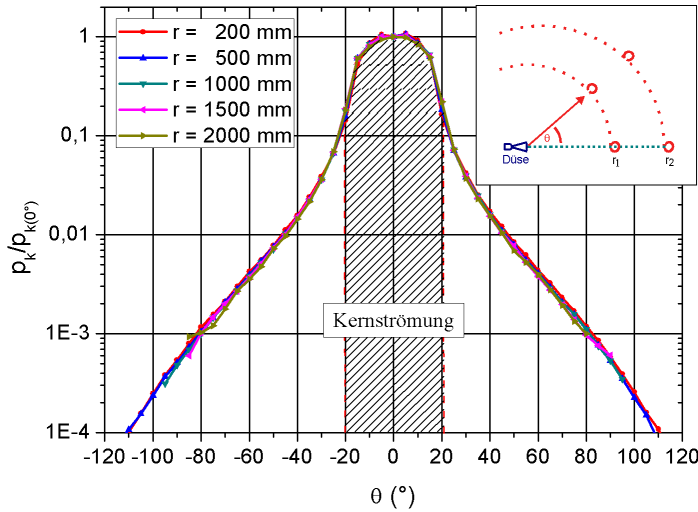


Abbildung 5.5.: θ -Profil für verschiedene Abstände r von der Düse. Parameter: $p_0 = 1660 \text{ mbar}$, $T_0 = 300 \text{ K}$, $T_W = 280 \text{ K}$, $\alpha = 0^\circ$ und $z = 0 \text{ mm}$.

weise den Übergang zwischen zwei physikalischen Vorgängen. In diesem Fall wird die Position seines Auftretens als Übergangswinkel zwischen Kernströmung und Grenzschicht-Expansionsgebiet interpretiert. Zur Vermeidung von Verfälschungen durch Ungenauigkeiten in der Ausrichtung, wird der Mittelwert der positiven und negativen Winkel von den Nulldurchgängen bei 20° verwendet. Das Ergebnis ist in **Abbildung 5.7** dargestellt. Es wurde aus den Winkeln θ bereits der Radius der Kernströmung in mm bezogen auf die Strahlachse berechnet. Die Fehlerbalken haben ihren Ursprung in den Positionierungs-Ungenauigkeiten von r und θ und wurden durch eine Fehlerfortpflanzung berechnet. Insgesamt wurden 12 θ -Profile für diese Betrachtung ausgewertet, jeweils bei einer anderen Position r .

Mit steigender Entfernung von der Düse weitet sich der Abgasstrahl auf. Dieses Aufweiten kann im Fernfeld mit einer linearen Funktion beschrie-

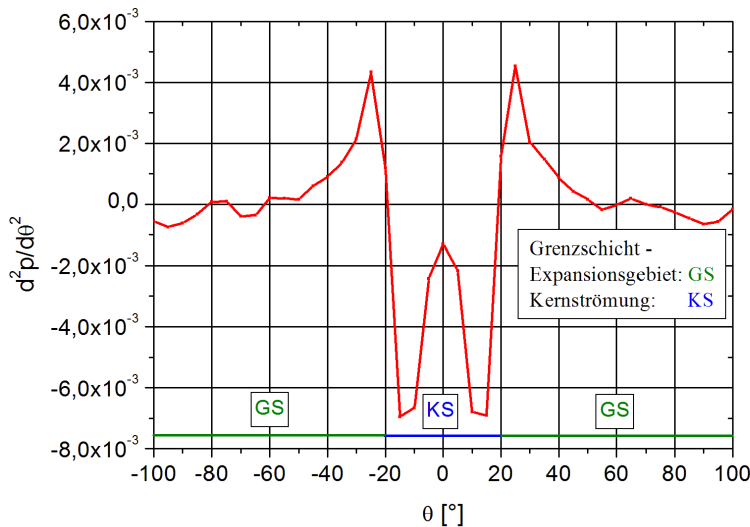


Abbildung 5.6.: Zweite Ableitung vom θ -Profil der Einzeldüse. Die Null-durchgänge bei etwa 20° werden als Übergang Kernströmung - Grenzschicht-Expansionsgebiet interpretiert.

ben werden, wie es in der **Abbildung 5.7** durch die rote Kurve dargestellt ist. Die Zahl in der Klammer stellt wieder den Fehler der letzten Stelle dar:

$$r_{\text{Kern}} = A + B \cdot x \quad (5.1)$$

$$A = -8(2) \text{ mm}$$

$$B = 0,356(6)$$

Bislang wurde im Rahmen des Untersuchungskonzeptes (siehe Kapitel 3, Abbildung 3.1) das Untersuchungsthema 2a) bearbeitet. Zu diesem Zweck wurde zunächst dargelegt, dass sich Schwankungen der Ruhegrößen vernachlässigbar gering auf die Struktur des Abgasstrahls auswirken. Im folgenden Schritt wurde anhand des radialen Dichteverlaufs eine Unterteilung in Nahfeld und Fernfeld vorgenommen. Diese Unterteilung dient dazu, für den gegebenen Versuchsaufbau eine Fernfeld-Grenze zu legen, ab

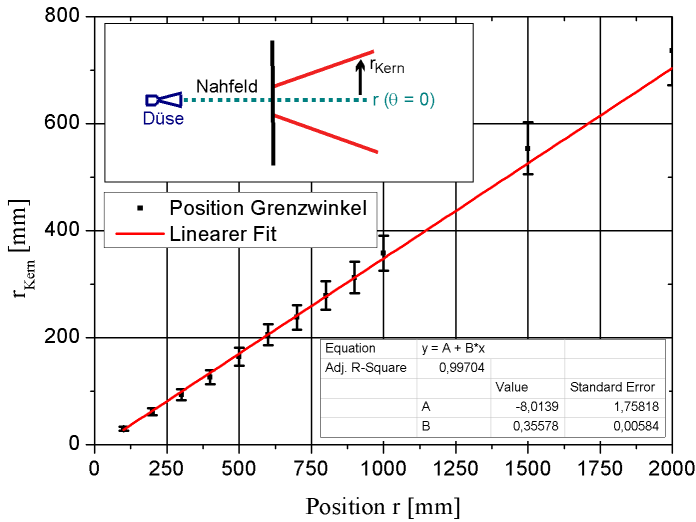


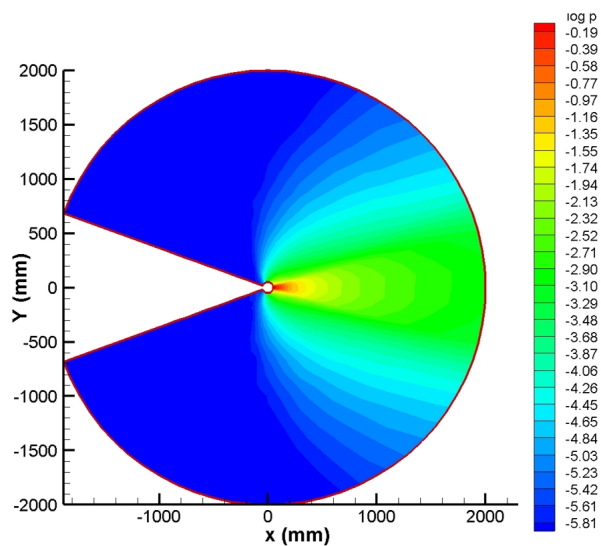
Abbildung 5.7.: Der Radius der Kernströmung r_{Kern} als Funktion des Abstandes r bei $\theta = 0^\circ$.

der Theorie und Messwerte der verwendeten Sonde übereinstimmen. In dem auf diese Weise festgelegten Fernfeld-Bereich wurde anschließend der Abgasstrahl vermessen und der Übergang Kernströmung - Grenzschrift-Expansionsgebiet quantitativ beschrieben. Da der Übergang ein wesentliches, individuelles Merkmal des Abgasstrahls darstellt, kann seine quantitative Beschreibung sehr hilfreich zum Finden einer Übertragungsvorschrift zwischen Triebwerken mit Verbrennung und Kaltgas-Triebwerken sein. Daher soll **Gleichung 5.1** durch Normierung auf den Düsenausgangsdurchmesser $D_E = 7,4 \text{ mm}$ dimensionslos dargestellt werden:

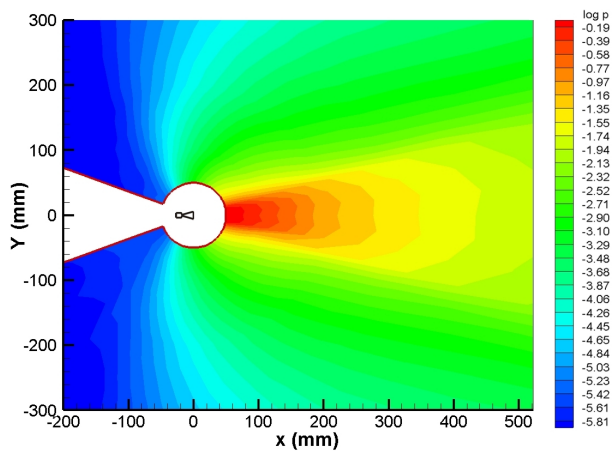
$$\tilde{r}_{\text{Kern}} = \dot{A} + \dot{B} \cdot x \quad (5.2)$$

$$\dot{A} = -1,1(2)$$

$$\dot{B} = 0,0481(8) \frac{1}{\text{mm}}$$



(a) Gesamtübersicht



(b) Ausschnitt

Abbildung 5.8.: Gemessener Dichteverlauf des Abgasstrahls der Einzeldüse.

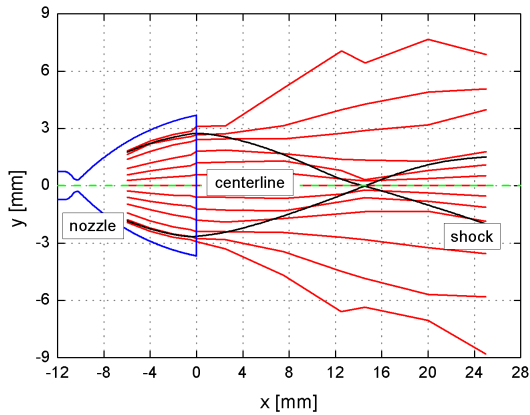
Der Abgasstrahl ist rotations-symmetrisch. Mit Hilfe der in **Abbildung 5.5** dargestellten Messkurven ist ergänzend möglich, einen Schnitt durch den Abgasstrahl darzustellen. Die Messpunkte liefern hierfür die Stützstellen. Die Zwischenräume wurden mit Hilfe der Software Tecplot 360 [56] interpoliert, mit welcher auch die farbliche Darstellung erzeugt wurde. Der Schnitt ist in **Abbildung 5.8** präsentiert. Er kann im Rahmen des Untersuchungskonzeptes dazu dienen, Messung und Simulation zu vergleichen. In **5.8a** wird zunächst eine Gesamtübersicht des vermessenen Strömungsfeldes dargelegt. In Farbe ist der Logarithmus des Konverterdruckes dargestellt. Der Konverterdruck ist in diesem Fall ein Maß für die lokale Anzahldichte des Abgasstrahls. Der weiße Bereich konnte nicht vermessen werden, da sich dort der Versuchsaufbau befand beziehungsweise die Patterson-Sonde so nah an der Düse war, dass der Druck im Konverter den Maximaldruck des Druckmessers überstieg.

In **5.8b** wird ein vergrößerter Ausschnitt gezeigt. Hier ist die Düse im kreisförmigen Gebiet angedeutet. Deutlich ist neben der Kernströmung auch die Rückströmung zu erkennen. Der Radius des weißen, kreisförmigen Gebietes beträgt 50 mm . Es sind folglich auch Messpunkte innerhalb des oben definierten Nahfeldes für diese Darstellung verwendet worden. Für die qualitative Betrachtung ist dieses Vorgehen ausreichend, für eine quantitative Analyse ist die Ellipsen-förmige Grenze des Nahfeldes zu berücksichtigen.

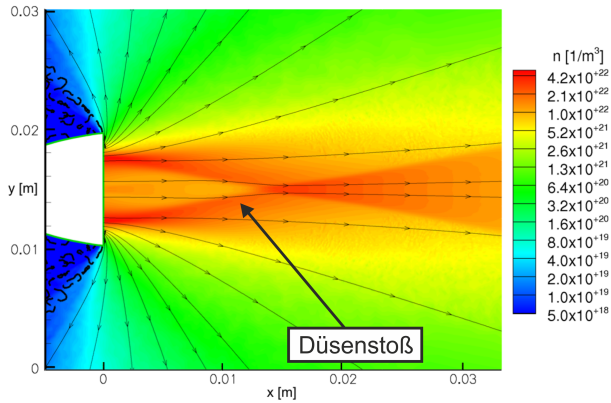
5.1.4. Nahfeld-Charakteristik des Abgasstrahls

Nachdem auf das Strömungsfeld der Einzeldüse im Fernfeld eingegangen wurde, soll nun die Nahfeld-Charakteristik näher betrachtet werden. Hierfür wurden das Nahfeld und die Düsenströmung experimentell vermessen [58].

In der Umsetzung wurde das Gebiet vor und in der Düse mit einer sehr feinen Pitot-Sonde ($\varnothing 0,6\text{ mm}$) abgerastert. Mit ihr wird der Pitotdruck gemessen. Für nähere Informationen zum Messverfahren mit einer Pitot-Sonde siehe [46]. Das Ergebnis der Messungen für die skalierte Düse unter Referenzbedingungen ($p_0 = 1660\text{ mbar}$, $T_0 = 300\text{ K}$) ist in **Abbildung 5.9a**) dargestellt. Es sind Düse und Strahlachse angedeutet. Die roten Linien stehen für die aus der Messung ermittelten Stromlinien. Es ist zu erkennen, dass sich ein Verdichtungs-Stoßsystem ausbildet, welches den



(a) Gemessenes Nahfeld der Einzeldüse [58].



(b) DSMC-Simuliertes Nahfeld der Einzeldüse [33].

Abbildung 5.9.: Vergleich zwischen Vermessung und Berechnung der Nahfeld-Charakteristik. Parameter: $p_0 = 1660$ mbar, $T_0 = 300$ K und Durchmesser Pitotsonde = 0,6 mm.

Verlauf der Stromlinien beeinflusst. Dieses hat seinen Ursprung in der Düsenkontur, welche unter Gesichtspunkten der Schuboptimierung ausgelegt wurde und somit nicht der idealen Kontur entspricht. Der Schnittpunkt der Stöße liegt bei $x = 14,5 \pm 0,5 \text{ mm}$. In dimensionsloser Form mit Normierung auf D_E liegt er bei $\tilde{x} = 1,96 \pm 0,07$. Es ist zu beachten, dass die Darstellung einen ebenen Schnitt darstellt. In drei Dimensionen betrachtet ist das Stoßsystem rotations-symmetrisch zur Strahlachse.

In **Abbildung 5.9b**) ist eine planare 2D-DSMC Simulation [33] dargestellt, um obige Messergebnisse zu verdeutlichen. Quantitativ ist eine planare 2D-Simulation nicht in der Lage, ein 3D-Problem korrekt zu beschreiben. Schließlich sind die Düsen in einer planaren Simulation Schlitzdüsen. Da die tatsächliche Strömung rotations-symmetrisch ist, liefert solch eine planare 2D-Simulation mit verhältnismäßig geringem Aufwand, im Vergleich zu 3D-Simulationen, qualitativ brauchbare, die Interpretation der Messdaten unterstützende Ergebnisse. So ist auch hier ein Schnittpunkt der Stöße zu erkennen. Er liegt allerdings bei $x = 13,5 \text{ mm}$.

Weitere Simulationen zeigen, dass die Kernströmung ab dem Schnittpunkt der Stöße ungestört expandiert, vergleichbar mit dem Verhalten im Fernfeld, wie im Kapitel vorher gezeigt. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen legen nahe, dass der Schnittpunkt der Stöße als **Punktquelle** der Kernströmung interpretiert werden kann. Folglich müsste diese Quelle in der Nähe des Nullpunktes der Gleichung 5.1 liegen. Tatsächlich liegt der mit Gleichung 5.1 berechnete Strömungsursprung bei $x = 22 \pm 6 \text{ mm}$. Dies ist eine gute Übereinstimmung. Der Unterschied beider Ergebnisse liegt darin begründet, dass sich die Kernströmung im Nahfeld weniger stark aufweitet als im Fernfeld.

Mit der Darstellung der Nahfeld-Charakteristik ist die Untersuchung des Abgasstrahls gemäß des Untersuchungskonzeptes in Kapitel 3 abgeschlossen. Es ist sowohl im Nahfeld als auch im Fernfeld eine wichtige Eigenschaft des Abgasstrahls quantitativ erfasst und in eine für die Übertragungsvorschrift geeignete Form gebracht worden. Zudem dienen die Untersuchungen als Grundlage für den nun folgenden Abschnitt zur Abgasstrahl-Wechselwirkung.

5.2. Abgasstrahl-Wechselwirkung

Aufgrund der Erkenntnisse aus dem Kapitel zuvor ist die Struktur des Abgasstrahls aus der verwendeten Einzeldüse bekannt. In diesem Kapitel soll hierauf aufbauend zunächst untersucht werden, wie sich die Struktur von zwei wechselwirkenden Abgasstrahlen aus dieser Düse verhält. Hierfür wird zunächst auf das Gebiet stromab der Düsenaustrittsebene eingegangen. Zudem wird, unter Verwendung der Ergebnisse aus dem Kapitel zuvor, die Kennzahl Kn_p berechnet. Anschließend wird überprüft, ob sie geeignet ist, die Wechselwirkung stromab der Düsenaustrittsebene zu charakterisieren. Ziel der Arbeit ist es, neben der erstmaligen systematischen Untersuchung der Abgasstrahl-Wechselwirkung, eine einfache und praktikable Modellierung der Wechselwirkung zu finden. Kann die Gültigkeit der Kennzahl Kn_p bei der Überprüfung bestätigt werden, wäre für das Gebiet stromab der Düsenaustrittsebene eine Modellierung gefunden.

In diesem Abschnitt soll die Wechselwirkung stromab der Düsenaustrittsebene charakterisiert werden. Das Vorgehen stellt sich wie folgt dar: Zunächst wird die Wechselwirkung bei **festem Düsenabstand** qualitativ und quantitativ untersucht. Da hierfür viele θ -Profile verwendet werden, wird zudem auf deren Reproduzierbarkeit eingegangen. Ist die Charakterisierung abgeschlossen, wird anschließend auf die Veränderung des Wechselwirkungs-Verhaltens bei **variablem Düsenabstand** eingegangen. Es wird überprüft, ob das Verhalten durch Kennzahlen Kn_p charakterisiert werden kann, die zu diesem Zweck bestimmt werden.

Zunächst soll die erwartete Struktur des Strömungsbildes qualitativ anhand von planaren 2D-DSMC Simulationen dargelegt werden. Sie sind in **Abbildung 5.10** dargestellt. Im linken Bild beträgt der Düsenabstand $Dy = 30 \text{ mm}$ ($\bar{Dy} = 4$), das Testgas ist Stickstoff und die Ruhebedingungen sind: $T_0 = 300 \text{ K}$, $p_0 = 1660 \text{ mbar}$. Im rechten Bild ist lediglich der Abstand der Düsen auf $Dy = 170 \text{ mm}$ ($\bar{Dy} = 23$) erhöht. In Farbe ist die Teilchendichte kodiert.

Es ist zu erkennen, dass sich im linken Bild bei etwa $x_S = 50 \text{ mm}$ Wechselwirkungs-Stöße bilden. Im weiteren Verlauf stromab der Düsen laufen diese Stöße auseinander und verbreitern sich. Allein aufgrund der Existenz von Stößen kann festgestellt werden, dass laut Theorie $\overline{Kn_p} < 1$ ist und die dargestellte Wechselwirkung dem Gebiet der Stoßwechselwirkung oder dem Gebiet der beginnenden Durchdringung zuzuordnen ist.

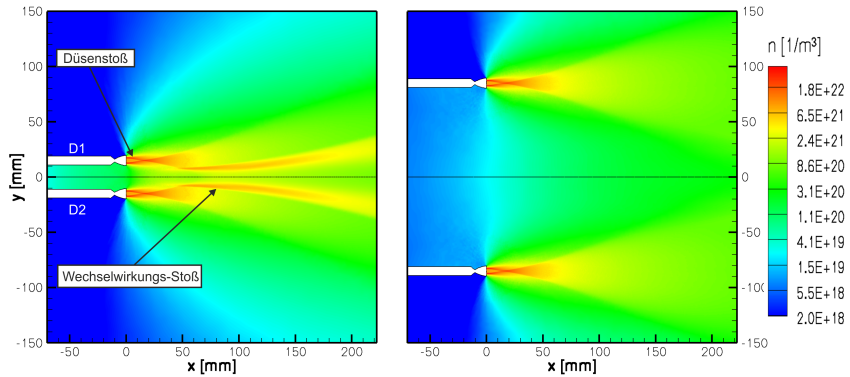


Abbildung 5.10.: 2D-DSMC Simulationen der Abgasstrahl-Wechselwirkung [33]. Im linken Bild beträgt der Düsenabstand 30 mm, im rechten Bild 170 mm.

Im rechten Bild hingegen ist keine Bildung von Wechselwirkungs-Stößen mehr zu erkennen. Innerhalb des betrachteten Ausschnitts ist laut Theorie $\overline{Kn_p} \geq 1$. Dies entspricht dem Gebiet der freien oder dem Gebiet der gestörten Durchdringung. Eine genauere Unterteilung soll anhand der Messergebnisse erfolgen, da diese Simulationen nur qualitativ das Verständnis der Messdaten erleichtern sollen.

Um die in **Abbildung 5.10** links gezeigte Stoßbildung näher zu betrachten, wurden θ -Profile bei $r = 150 \text{ mm}$ aufgenommen¹. Hierbei wurde zunächst ein Profil mit aktiver Düse 1 aufgenommen, anschließend eins mit aktiver Düse 2 und daraufhin ein Profil mit zwei aktiven Düsen. Das Ergebnis ist in **Abbildung 5.11** zu sehen. Es ist möglich, in dichteren Bereichen zu messen und die Stöße aufzulösen, da die Sonde in diesen Fällen wie eine Pitot-Sonde arbeitet.

Es ist zu erkennen, dass die Profile *Düse 1 aktiv* und *Düse 2 aktiv* wie zu erwarten spiegelsymmetrisch zueinander sind, mit der Gitterlinie bei $\theta = 0^\circ$ als Spiegelachse. Die rechnerische Summe dieser beiden Profile (*Summe D1+D2*) ist ebenfalls dargestellt. Sie entspricht der Überlagerung beider Abgasstrahlen ohne eine Wechselwirkung, wie es im Gebiet

¹Genau genommen befindet sich diese Position im zuvor definierten Nahfeld. Die Unterteilung spielt bei diesen Untersuchungen allerdings keine Rolle mehr.

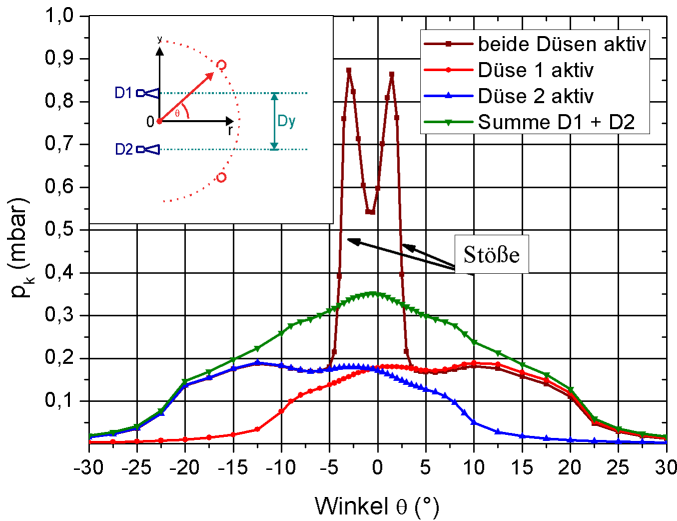


Abbildung 5.11.: Stoßbildung durch Wechselwirkung der Abgasstrahlen. Parameter: θ -Profile, $p_0 = 1660$ mbar, $T_0 = 300$ K, $r = 150$ mm. $Dy = 30$ mm und $\alpha = 0^\circ$.

der freien Durchdringung der Fall wäre. Es liegen die Messkurven der Einzeldüsen bis zu den Stößen auf der Messkurve für zwei aktive Düsen (*beide Düsen aktiv*). Die Stöße erzeugen dabei die beiden Maxima. Es kommen folglich keine Moleküle von Abgasstrahl 1 durch die Stöße in den Bereich von Abgasstrahl 2 und umgekehrt. Die Stöße stellen somit eine Informations-Barriere dar, bis zu der die Moleküle des jeweiligen Abgasstrahls sich ungestört ausbreiten können. Zudem wird verdeutlicht, dass sich die Wechselwirkung in den in Kapitel 2.4.1 definierten beiden Typen mit Stoßbildung nur im Bereich der Wechselwirkungsebene abspielt.

Die leichte Abweichung des Minimums zwischen den Stößen in den negativen Winkelbereich hat ihre Ursache in einer durch die Fertigung bedingten leichten Neigung der Düse 2 von der Wechselwirkungsebene weg. Sie beträgt etwa 1 bis 2° .

Der Winkel der beiden Stoßmaxima zusammen beträgt $8,0^\circ \pm 0,5^\circ$, was

einer Breite von $21 \pm 1 \text{ mm}$ entspricht. In der Simulation beträgt diese Breite knapp 40 mm . Dies verdeutlicht, warum nur eine qualitative Verwendung der 2D-Simulationen sinnvoll ist. Der Hauptunterschied zwischen Messung und planarer Rechnung ist, dass die Strömungs-Partikel im realen Versuch außerhalb der Mittelebene sehr viel Platz zum Ausweichen haben. In der planaren Simulation ist das nicht so.

Zur Überprüfung der Reproduzierbarkeit wurde das Profil mit zwei aktiven Düsen an jedem Messtag wiederholt. Auf diese Weise kann gut abgeschätzt werden, wie stark sich die Summe aller Fehler auf die Messung auswirkt. Dies sind Schwankungen in den Ruhegrößen p_0 und T_0 , Ungenauigkeiten in der Ausrichtung und Positionierungsfehler der Schrittmotoren sowie Fehler der Druckmessung in der Patterson-Sonde. Die Ergebnisse, basierend auf sechs Messungen, sind in **Tabelle 5.1** zusammengefasst. Es ist zu erkennen, dass die θ -Profile bei $x = 150 \text{ mm}$ mit einem mitt-

	MITTELWERT	MITTL. FEHLER σ	IN %
Breite Maxima	$7,8^\circ$	$\pm 0,6^\circ$	7,6
Mittlerer Druck Maxima	$0,76 \text{ mbar}$	$\pm 0,05 \text{ mbar}$	6,6
Position Minimum	$-0,63^\circ$	$\pm 0,35^\circ$	
Druck Minimum	$0,47 \text{ mbar}$	$\pm 0,03 \text{ mbar}$	6,4
Mittlerer Druck bei $\pm 16^\circ$	$0,15 \text{ mbar}$	$\pm 0,01 \text{ mbar}$	6,7

Tabelle 5.1.: Reproduzierbarkeit der θ -Profile bei $x = 150 \text{ mm}$.

leren Fehler von im Schnitt etwa 7% reproduziert werden können. Diese Betrachtung umfasst auch einen Umbau von geraden Düsenröhrchen auf s-förmige. Ausgenommen werden muss bei diesen 7% die Position des Minimums zwischen den Stößen. Hier ist eine Fehlerangabe wenig sinnvoll, da die Schrittgröße so grob eingestellt war, dass die genaue Position nicht aufgelöst werden konnte. Die Schrittgröße lag im Mittel bei $0,5^\circ$. Sinnvoll wären an dieser Stelle etwa $0,1^\circ$, was die Messzeit allerdings deutlich verlängert hätte.

Nachdem die Reproduzierbarkeit von θ -Profilen dargelegt worden ist, soll mit Hilfe weiterer θ -Profile auf das Ausbreitungsverhalten der Stoßstruktur eingegangen werden. Zu diesem Zweck wurden Profile an den Positionen $r = 200 \text{ mm}$, $r = 300 \text{ mm}$ und $r = 500 \text{ mm}$ aufgenommen. Sie sind in **Abbildung 5.12** dargestellt. Der Düsenabstand beträgt wie zuvor

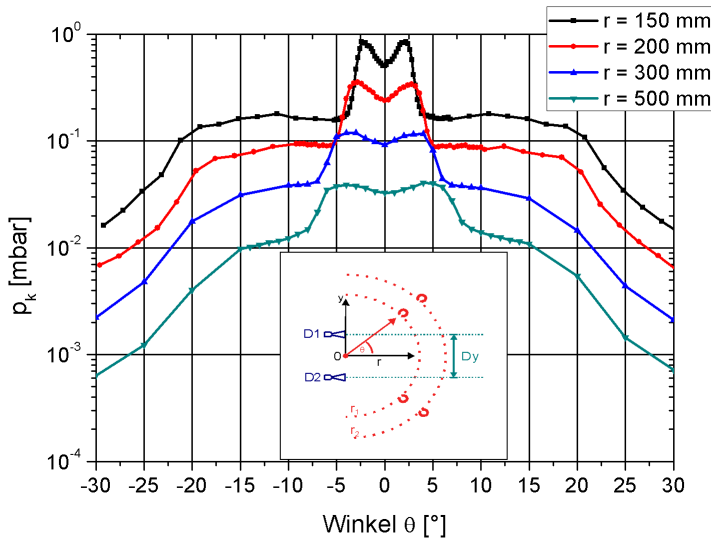
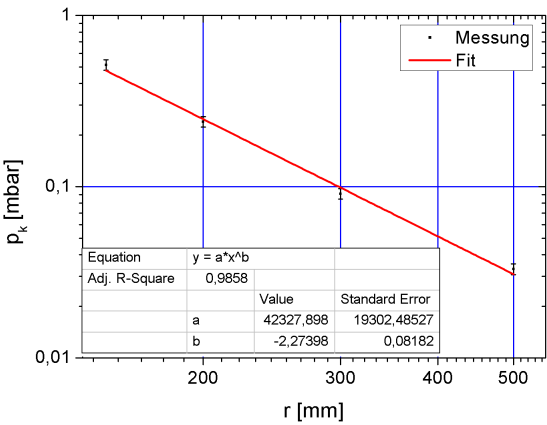


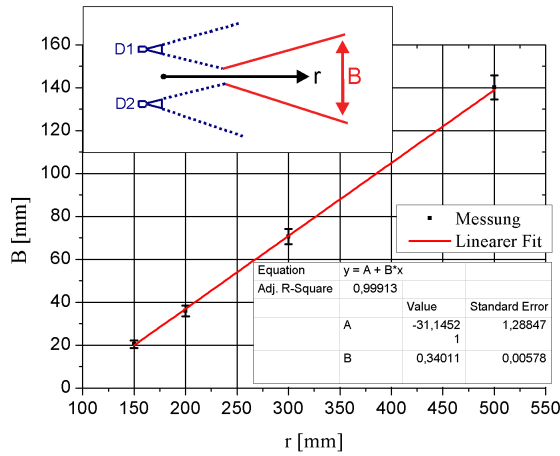
Abbildung 5.12.: θ -Profile an verschiedenen Positionen r für zwei aktive Düsen. Parameter: θ -Profile, $p_0 = 1660 \text{ mbar}$, $T_0 = 300 \text{ K}$, $Dy = 30 \text{ mm}$, $z = 0$ und $\alpha = 0^\circ$.

$Dy = 30 \text{ mm}$. Es ist zu erkennen, dass das Druckniveau insgesamt mit steigendem Abstand r zu den Düsen sinkt. Für die ausgezeichneten Punkte der Minima ergibt eine Überprüfung den Zusammenhang $\rho \propto r^{-2,27(8)}$, wie in **Abbildung 5.13a** zu sehen ist. Die Dichteabnahme zwischen den Stößen mit steigendem Abstand ist somit stärker, als dies im Kern des ungestörten Abgasstrahls der Fall ist. Das ist damit erklärbar, dass die Moleküle nach oben und unten einfacher ausweichen können, denn zu beiden Seiten hin sind Stöße, nach oben und unten nicht. Dies bewirkt eine höhere Dichteabnahme in der Ebene. Im ungestörten Abgasstrahl hingen sind alle Seiten gleichwertig, da er rotations-symmetrisch ist.

Weiterhin ist zu bemerken, dass der lokale Abstand der Stöße zunimmt. Er wird hier definiert als der Bereich zwischen dem Beginn der linken Flanke und dem Ende der rechten Flanke. Im Folgenden wird dieser lokale Abstand der Stöße mit B bezeichnet. Für eine genauere Untersuchung ist B



(a) Dichteabnahme im Minimum zwischen den Stößen aus Abbildung 5.12 als Funktion des Abstandes r .



(b) Der lokale Abstand der Stöße B als Funktion des Abstandes r .

Abbildung 5.13.: Erkenntnisse basierend auf der Entwicklung der Stoßstruktur als Funktion des Abstandes r . Parameter: $p_0 = 1660 \text{ mbar}$, $T_0 = 300 \text{ K}$, $Dy = 30 \text{ mm}$, $z = 0$ und $\alpha = 0^\circ$.

von einem Winkel in mm umgerechnet und als Funktion des Abstandes r aufgetragen worden, zu sehen in **Abbildung 5.13b**.

Es ist interessant, dass B sich linear mit dem Abstand vergrößert. Eine Anpassung liefert den Zusammenhang:

$$\begin{aligned} B &= a + b \cdot r \\ a &= -31(1) [mm] \\ b &= 0,340(6) \end{aligned} \tag{5.3}$$

Die Steigung von 0,340(6) ist folglich ein Maß für die Vergrößerung des lokalen Abstandes der Stöße mit steigendem r . Bemerkenswert ist, dass dieser Wert nahezu identisch ist mit der Steigung in Gleichung 5.1, die den Wert 0,356(6) hat. Dort ist die Steigung ein Maß für die Vergrößerung der Kernströmung mit steigendem r , und zwar für die Vergrößerung des **Radius** der Kernströmung bezogen auf die Strahlachse (siehe hierzu Kapitel 5.1.3). Dies deutet darauf hin, dass der lokale Stoßabstand der Wechselwirkungs-Stöße und der Radius der ungestörten Kernströmung sich ähnlich verhalten. (Das gilt natürlich nur in der hier vermessenen xy -Ebene mit $z = 0$. Für $z \neq 0$ ist dies nicht mehr der Fall, da die Stöße mit steigendem bzw. sinkendem z auseinander laufen. Hier wäre die Steigung anders.)

Anhand einer Messreihe lässt sich nicht sagen, ob diese Ähnlichkeit Zufall ist, oder ob ein Zusammenhang zwischen beiden Verläufen besteht. Falls ein Zusammenhang besteht, wäre es möglich, den Verlauf der Wechselwirkungs-Stöße anhand des Abgasstrahls der Einzeldüse vorherzusagen. Hier bietet sich eine gute Möglichkeit für weitere Untersuchungen in der Zukunft. Im Rahmen dieser Arbeit findet keine Vertiefung in diese Richtung statt. Um im Rahmen des Untersuchungs-Konzeptes die Übertragbarkeit sicherzustellen, soll Gleichung 5.3 allerdings noch in normierter Form (auf D_E) dargestellt werden. In dem Fall lautet sie:

$$\begin{aligned} \tilde{B} &= \tilde{a} + \tilde{b} \cdot r \\ \tilde{a} &= -4,2(2) \\ \tilde{b} &= 0,0459(8) \left[\frac{1}{mm} \right] \end{aligned} \tag{5.4}$$

Generell lässt sich die durch Stöße umgelenkte Strömung, für eine Zwei-Düsen-Konfiguration nur in der Ebene, als eine „dritte Kernströmung“

deuten. Dies könnte bei Konfigurationen mit höherer Symmetrie, beispielsweise mit 4 Düsen an den Ecken eines Quadrates, eine wichtige Rolle für Beaufschlagungseffekte stromab spielen.

Zwischenfazit: Es wurde gezeigt, dass für den Düsenabstand $Dy = 30 \text{ mm}$ stromab der Düsenaustrittsebene die Wechselwirkung der Abgasstrahlen zu der Bildung von zwei Wechselwirkungs-Stößen führt. Die Stöße laufen mit steigendem Abstand r auseinander, wie anhand des lokalen Abstandes der Stöße B an verschiedenen Positionen r gezeigt werden konnte. Zudem konnte dargelegt werden, dass die Dichte zwischen den Stößen exponentiell sinkt. Das Auseinanderlaufen und die Dichteabnahme wurden quantitativ erfasst.

Bevor im Folgenden der Düsenabstand variiert wird, soll zuvor für den bislang betrachteten Fall mit dem Düsenabstand $Dy = 30 \text{ mm}$ die charakteristische Knudsenzahl $\overline{Kn_p}$ berechnet werden. Dies ermöglicht die Zuordnung der bisher erzielten Ergebnisse zu einem Wechselwirkungstypen gemäß der Einteilung in Kapitel 2.4.2. Um dies durchzuführen, wird wie folgt vorgegangen:

- **Ermittlung von $f(\theta)$:** Aus einem geeigneten θ -Profil des Abgasstrahls der Einzeldüse wird die Funktion $f(\theta)$ ermittelt. Um eine gute Übereinstimmung zwischen Funktion und Messdaten zu erzielen, werden die Messdaten abschnittsweise durch zwei Exponentialfunktionen angepasst (siehe Anhang A.1).
- **Berechnung der Strahlkonstante A_p^0 :** Aus der Funktion $f(\theta)$ und den Geschwindigkeiten u_{lim} und u^* wird gemäß Gleichung 2.31 die Strahlkonstante A_p bestimmt. Mit Hilfe von Gleichung 2.13 wird A_p^0 erhalten:

$$A_p^0 = 2,74 \quad (5.5)$$

Eine Angabe eines statistischen Fehlers ist nicht sinnvoll, da durch die Näherungen in der isentropen Stromfadentheorie größere Unsicherheiten zu erwarten sind.

- **Berechnung von Kn_0 :** Mit der Gleichung 2.46 kann die Knudsenzahl für die Ruhegrößen $p_0 = 1660 \text{ mbar}$ und $T_0 = 300 \text{ K}$ in der Ruhekammer bestimmt werden:

$$Kn_0 = 1,4 \cdot 10^{-4} \quad (5.6)$$

- **Berechnung der Wechselwirkungs-Knudsenzahlen:** Nun wird für jeden Winkel θ , wie in Abbildung 2.10 dargestellt, die lokale Kennzahl Kn_p auf der Wechselwirkungs-Ebene bestimmt. Dies geschieht gemäß Gleichung 2.47. Das Ergebnis ist in Abbildung 2.11 gezeigt.
- **Ermittlung der charakteristischen Knudsenzahl $\overline{Kn_p}$:** Es wird das Minimum der obigen Knudsenzahl-Kurve bestimmt. Es liegt bei $\theta = 15^\circ$ und hat einen Wert von $\overline{Kn_p} = 0,045$.

Da $0,045 \ll 1$, kann die untersuchte Wechselwirkung dem Gebiet der Stoßwechselwirkung zugeordnet werden.

Nun soll der Düsenabstand variiert werden und die hieraus resultierende Veränderung der Stoßstruktur untersucht werden. Zu diesem Zweck werden beide Düsen mit den obigen Ruhebedingungen ($p_0 = 1660 \text{ mbar}$ und $T_0 = 300 \text{ K}$) betrieben und Düsenabstände zwischen 9 mm und 170 mm eingestellt. Für jeden eingestellten Abstand wird bei $r = 150 \text{ mm}$ ein θ -Profil aufgenommen. Die Ergebnisse sind in den **Abbildungen 5.14 und 5.15** zu sehen.

Im ersten gezeigten Fall in **Abbildung 5.14** mit $Dy = 9 \text{ mm}$ berühren sich die Düsenlippen. Der lokale Abstand der Stöße B bei $r = 150 \text{ mm}$ ist vergleichsweise groß und die Intensität geringer als bei den folgenden Profilen. Mit steigendem Düsenabstand nimmt B ab, und die Stöße werden außerdem schärfer. Basierend auf den Erkenntnissen der letzten Abschnitte lässt sich dieses Verhalten folgendermaßen erklären: Im Profil mit $Dy = 9 \text{ mm}$ entstehen die Stöße nah an der Düsenaustrittsebene. Die Strecke zwischen dem Entstehungsort x_S (siehe **Abbildung 5.10**) der Wechselwirkungs-Stöße und dem Messort ist maximal. Mit wachsendem Düsenabstand wandert x_S stromab, da die Kernströmungen beider Düsen sich aufgrund des größeren Abstandes zueinander erst weiter stromab treffen. Daher sind für $Dy = 9 \text{ mm}$ die Stöße am Ort $r = 150 \text{ mm}$ stärker auseinander gelaufen, als in den restlichen dargelegten Fällen. Ihre Intensität hingegen ist am geringsten, da die Dichte mit steigender Lauflänge abnimmt, wie zuvor gezeigt.

Um diese Entwicklung klar hervorzuheben, ist die Skalierung in allen Profilen identisch. Sie können direkt miteinander verglichen werden.

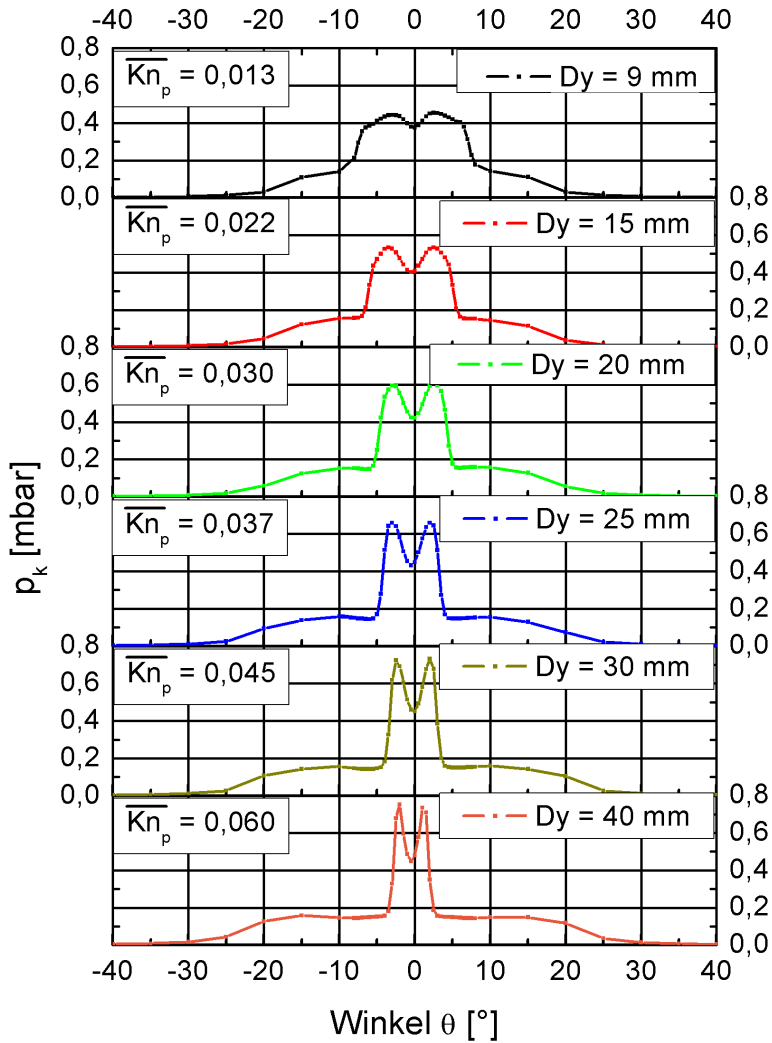


Abbildung 5.14.: Variation des Düsenabstandes Teil 1. Parameter: $p_0 = 1660 \text{ mbar}$, $T_0 = 300 \text{ K}$, $z = 0$, $r = 150 \text{ mm}$ und $\alpha = 0^\circ$.

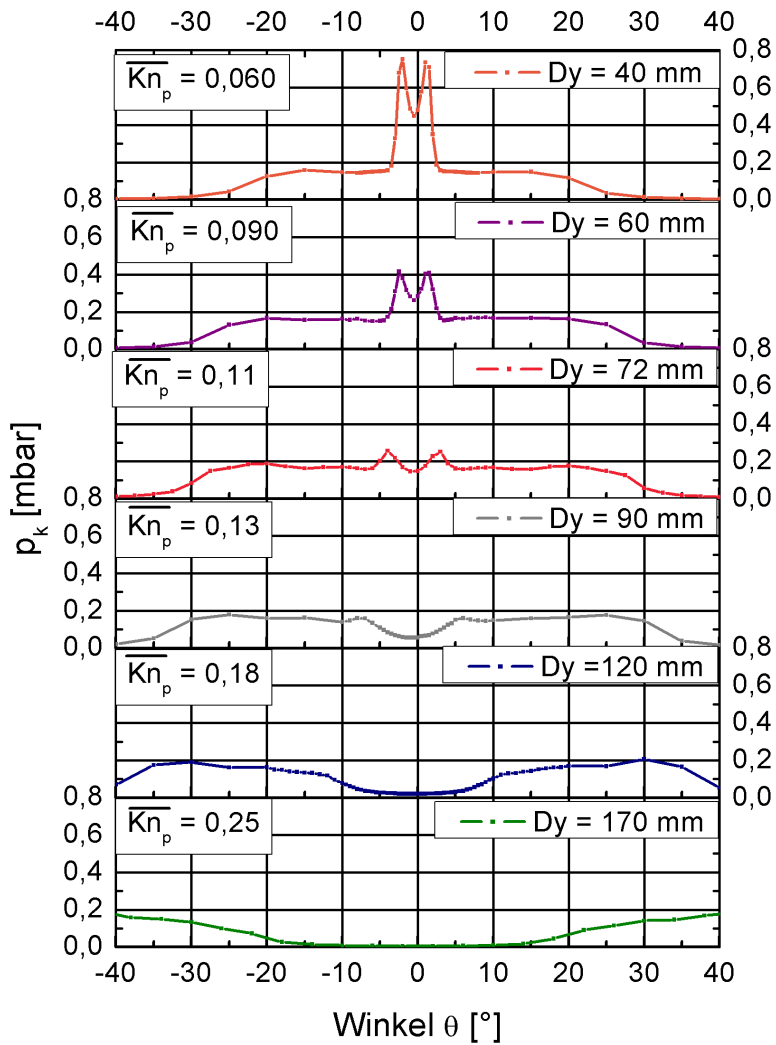


Abbildung 5.15.: Variation des Düsenabstandes Teil 2. Parameter: $p_0 = 1660 \text{ mbar}$, $T_0 = 300 \text{ K}$, $z = 0$, $r = 150 \text{ mm}$ und $\alpha = 0^\circ$.

Ab $Dy = 60 \text{ mm}$ ist zu beobachten, dass die Intensität der Stöße stark abnimmt, bis sie bei $Dy = 120 \text{ mm}$ ganz verschwunden sind. Hierbei nimmt der lokale Abstand der Stöße B wieder leicht zu. Dies ist in **Abbildung 5.15** dargestellt. Die Erklärung ist analog zu dem Verhalten für kleinere Düsenabstände, mit dem Unterschied, dass der Entstehungsort der Stöße x_S den Kreisbogen förmigen Messbereich mit Radius r passiert. Ist $x_S > r$, entstehen die Stöße stromab der Messsonde.

Diese Deutung setzt voraus, dass die Wechselwirkungs-Stöße auch bei Düsenabständen größer als $Dy = 60 \text{ mm}$ tatsächlich noch vorhanden sind. Ansonsten wäre eine weitere Möglichkeit der Deutung, dass $\overline{Kn_p}$ so groß wird, dass der Wechselwirkungs-Typ sich ändert und keine Stöße mehr entstehen. Dankert und Koppenwallner [17] haben bei ihren Messungen herausgefunden, dass dieser Übergang bei $\overline{Kn_p} \geq 0,2$ liegt. Für die Messkurven in den **Abbildungen 5.14 und 5.15** folgt hieraus, dass lediglich in der letzten Kurve mit $Dy = 170 \text{ mm}$ keine Stoßbildung stattfindet, was obige Deutung untermauert.

Der Wert dieser Grenz-Knudsenzahl soll anhand der Profile aus den **Abbildungen 5.14 und 5.15** reproduziert werden. Dies ist möglich, da sie **lokal** am Ort $r = 150 \text{ mm}$ den Übergang zwischen den Wechselwirkungs-Arten mit und ohne Stoßbildung präsentieren. Wird **Abbildung 5.15** von unten nach oben betrachtet, so bewirkt eine Verminderung des Düsenabstandes fortlaufend eine Reduktion der Kennzahl Kn_p , bis lokal am Messort die Voraussetzungen für die Stoßbildung gegeben sind. Es bietet sich auf diese Weise die Möglichkeit, mit Hilfe der lokalen Kennzahl Kn_p das Ergebnis von Dankert und Koppenwallner [17] für die charakteristische Kennzahl $\overline{Kn_p}$ zu überprüfen. Zu diesem Zweck wird für jeden Düsenabstand die lokale Kennzahl Kn_p am Ort $r = 150 \text{ mm}$ gemäß des oben skizzierten Vorgehens berechnet. Das Ergebnis dieser Rechnung ist in **Abbildung 5.16** zu sehen. Dargestellt ist die Kennzahl Kn_p als Funktion des Düsenabstandes Dy . Die Kurve weist bei $Dy = 72 \text{ mm}$ ein Minimum auf.

Es ist zu beachten, dass im linken Teil **nicht** von ungestörten Molekülen ausgegangen werden kann, die die Wechselwirkungsebene erreichen. Die Strömung wird stromauf der Sonde schon durch Stöße umgelenkt. Darum ist die tatsächliche lokale Anzahldichte höher und damit Kn_p kleiner. Für die generelle Gültigkeit von Kn_p als Kennzahl ist dies kein Problem, da normalerweise für einen Düsenabstand nur der kleinste aller Werte

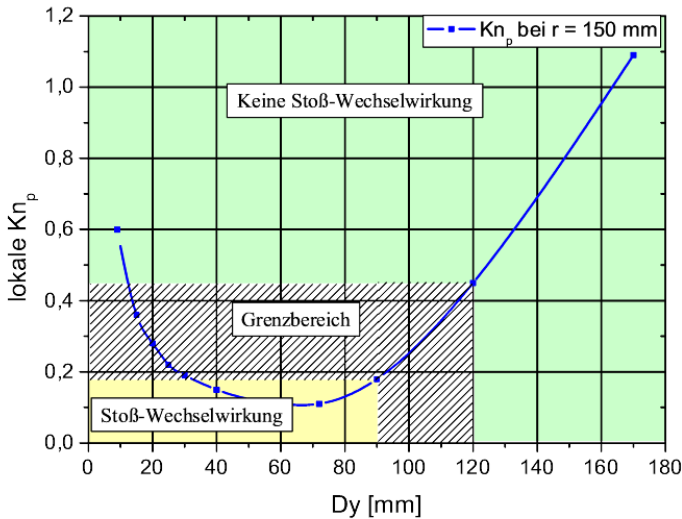


Abbildung 5.16.: Die lokale Wechselwirkungs-Knudsenzahl bei $r = 150$ mm für verschiedene Düsenabstände. Parameter: $p_0 = 1660$ mbar, $T_0 = 300$ K, $z = 0$, $r = 150$ mm und $\alpha = 0^\circ$.

als charakteristische Kennzahl verwendet wird (siehe Kapitel 2.4.3). Für diesen speziellen Fall mit einer lokalen Kennzahl ist es nötig, dass die Bedingung der ungestörten Moleküle eingehalten wird. Es muss für eine Interpretation von **Abbildung 5.16** daher die Bedingung erfüllt sein, dass die charakteristische Knudsenzahl $\overline{Kn_p}$ stromab der Messsonde liegt. Das charakteristische Minimum von Kn_p für die verwendeten Düsen liegt für alle Düsenabstände bei 15° (siehe beispielsweise **Abbildung 2.11**). Dies ist unter Berücksichtigung der Nahfeld-Charakteristik bei $Dy = 72$ mm der Fall. Folglich kann ab dem Minimum in **Abbildung 5.16** der Bestimmung von Kn_p vertraut werden. Die linke Hälfte hat hingegen keine Relevanz für diese Betrachtung.

In **Abbildung 5.15** sind bei $Dy = 90$ mm mit $Kn_p = 0,18$ noch schwache Stöße zu erkennen, bei $Dy = 120$ mm mit $Kn_p = 0,45$ keine mehr (lokal bei $r = 150$ mm!). Der Übergang zwischen den Wechselwirkungsarten

erfolgt demnach im Bereich zwischen:

$$0,18 < Kn_p < 0,45. \quad (5.7)$$

Dies ist ein Wechsel vom „Gebiet der beginnenden Durchdringung“ in das „Gebiet der gestörten Durchdringung“. Dies Ergebnis stimmt mit der Arbeit von Dankert und Koppenwallner [17] überein, in der sie ein Zerlaufen der Stöße für $\overline{Kn_p} \geq 0,2$ feststellten.

Aus den Untersuchungen zur Wechselwirkungs-Knudsenzahl können folgende Aussagen abgeleitet werden:

- Die charakteristische Knudsenzahl $\overline{Kn_p}$ liegt in dem Bereich, an dem beide Kernströmungen aufeinander treffen. Dies folgt aus der (festen) Lage von $\overline{Kn_p}$ bei $\theta = 15^\circ$ und der Grenze der Kernströmungen bei etwa $\theta = 20^\circ$. Somit bestimmt die Wechselwirkung der Kernströmungen die Art der Wechselwirkung nach der Unterteilung in Kapitel 2.4.3.
- Es gibt eine Grenz-Kennzahl, ab der keine Wechselwirkungs-Stöße mehr gebildet werden. Sie liegt im Bereich $0,18 < \overline{Kn_p} < 0,45$.
- Dieser Grenz-Kennzahl ist ein Grenz-Düsenabstand zugeordnet. Für die verwendeten Düsen liegt er ungefähr bei $Dy = 170 \text{ mm}$ bzw. auf D_E normiert bei $\tilde{Dy} = 23$.
- Gleichungen, die die Entwicklung des lokalen Abstandes der Stöße beschreiben, wie beispielsweise Gleichung 5.3 für $Dy = 30 \text{ mm}$ bzw. $\tilde{Dy} = 4$, können nur für Düsenabstände kleiner als dieser Grenzdüsenabstand gebildet werden.

Fazit: Die Messungen bestätigen, dass die Klassifizierung der Abgasstrahl-Wechselwirkung stromab der Düsen durch die Wechselwirkungs-Knudsenzahl $\overline{Kn_p}$ erfolgen kann. Sie ist eine Kennzahl, die reproduzierbar in der Lage ist, das Vorhandensein von Wechselwirkungs-Stößen vorher zu sagen. Da auf Basis dieser Kennzahl die Unterteilung der Wechselwirkung in vier Arten erfolgte, ist anzunehmen, dass sie alle vier korrekt vorhersagen kann. Mit diesem Ergebnis sollen die Betrachtungen der Abgasstrahl-Wechselwirkung stromab der Düsenaustrittsebene abgeschlossen werden. Im folgenden Abschnitt wird auf die Rückströmung eingegangen und unter anderem geprüft, ob Kn_p auch dort etwas aussagen kann.

5.3. Rückströmung

In diesem Abschnitt werden die Eigenschaften der Rückströmung zwischen den Düsen stromauf der Düsenaustrittsebene untersucht. Zunächst wird bei **festem Düsenabstand** das Ergebnis von Voruntersuchungen, nämlich eine nichtlineare Verstärkung, reproduziert. Anschließend wird auf die Form der Rückströmung eingegangen, indem die Flussverteilung entlang einer Fläche bei gegebener Position x bestimmt wird. Die Eigenschaften dieser Flussverteilung werden erfasst. Anschließend wird systematisch dargelegt, wie eine **Abstandsvariation der Düsen** auf diese Flussverteilung wirkt. Es wird gezeigt, wie aufgrund von Ähnlichkeits-Betrachtungen die Rückströmung in diesem Fall quantitativ beschrieben werden kann. Ergänzend werden die Auswirkungen von Positionierungs-Fehlern betrachtet. Abschließend wird auf die Entstehung der Rückströmung eingegangen.

Voruntersuchungen [18] haben ergeben, dass durch die Wechselwirkung von Abgasstrahlen die Rückströmung im Bereich zwischen den Düsen nichtlinear verstärkt wird. Diese nichtlineare Verstärkung soll zunächst anhand von α -Profilen der Patterson-Sonde reproduziert werden. Sie sind in **Abbildung 5.17** dargestellt und zeigen, aus welchen Richtungen und mit welcher Intensität Strömungen auf den Messort treffen.

Die Messungen fanden 10 *mm* hinter der Düsenaustritts-Ebene statt. Sie wurden zwecks der Weiterverarbeitung geglättet. Es sind zunächst die Profile mit nur einer aktiven Düse zu erkennen, dargestellt in schwarz und rot. In diesem Fall wurde nur eine Düse vermessen und das Profil der zweiten Düse durch eine rechnerische Spiegelung erhalten. Dass dieses Vorgehen in den meisten Fällen nur geringe Abweichungen im Vergleich zu einer zweiten Messung hervorruft, konnte aus zuvor durchgeführten Untersuchungen gefolgert werden.

Es sind zwei Maxima je Düse sichtbar. Im Falle des größeren Maximums zeigt der Sondenschlitz in Richtung der jeweiligen Düsenlippe. Es wird die direkte Rückströmung gemessen, die um die Düsenlippe herum hinter die Düsen gelenkt wird. Das zweite, kleinere Maximum erscheint, wenn der Sondenschlitz auf die nicht aktive Düse zeigt (nicht auf die Düsenlippe. Es sind die Positionen des Hauptmaximums von Düse 1 nicht mit der Position des Nebenmaximums von Düse 2 identisch.). Die Nebenmaxima werden

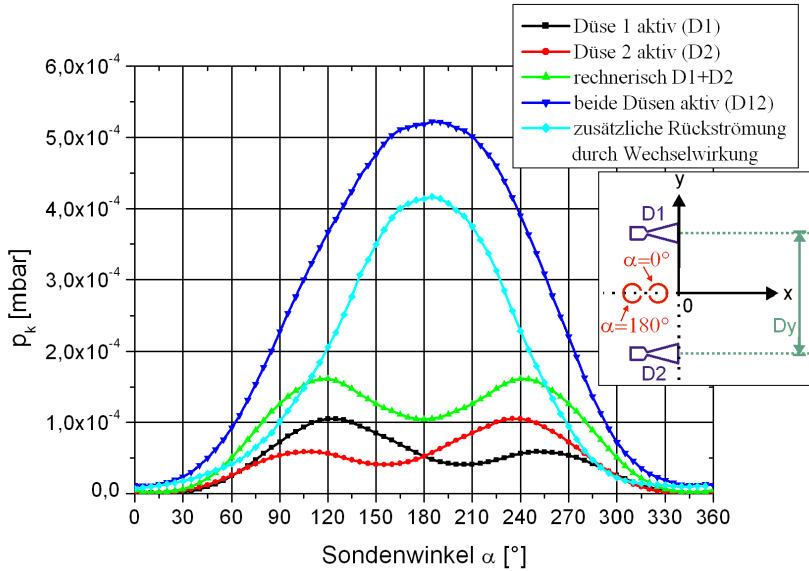


Abbildung 5.17.: Nichtlineare Verstärkung der Rückströmung. Parameter: $p_0 = 1660 \text{ mbar}$, $T_0 = 300 \text{ K}$, $x = -10 \text{ mm}$, $y = 0 \text{ mm}$, $Dy = 30 \text{ mm}$, $z = 0$ und $\theta = 0^\circ$.

interpretiert als eine Reflexion der Rückströmung der aktiven Düse an der inaktiven Düse. Es kann ausgeschlossen werden, dass die Ursache in einer Undichtigkeit der Leitungen oder der Ventile liegt. Dies wurde überprüft. Wird die aktive Düse abgeschaltet, ist das Nebenmaximum verschwunden.

In grün ist die lineare Superposition beider Kurven in Form der rechnerischen Summe dargestellt (D1+D2). Würde keine Wechselwirkung stattfinden, müsste sie als eine solche Überlagerung beider Einzelkurven gemessen werden. Anschließend ist in dunkelblau ein Profil mit zwei aktiven Düsen zu erkennen. Die Intensität ist deutlich höher. Zudem folgt aus dem Maximum bei 180° , dass der Ursprung dieser verhältnismäßig starken Rückströmung im Bereich zwischen den Düsen zu erwarten ist. Des Weiteren kann sie nicht durch die einfache Überlagerung der direkten Rückströmung der Einzeldüsen entstanden sein. In diesem Fall wäre die Kurve identisch mit der grünen Kurve (D1+D2). Die Differenz zwischen

der tatsächlich gemessenen Kurve (D12) mit zwei aktiven Düsen und der linearen Überlagerung der Einzeldüsen-Profile (D1+D2) ist in hellblau dargestellt und mit „zusätzliche Rückströmung durch Wechselwirkung“ bezeichnet.

Sie kann als dritte Strömung aus einer „virtuellen“ Quelle interpretiert werden. Der Intensität nach zu urteilen, liegt diese Quelle stromab der Sonde. Der Verstärkungsfaktor j beträgt unter $\alpha = 180^\circ$ etwa $j = 5$. Er gibt an, um welchen Faktor die Rückströmung aufgrund der Abgasstrahl-Wechselwirkung verstärkt ist: $D_{12} = j \cdot (D_1 + D_2)$. Die Angabe der Verstärkungsfaktoren für andere Winkel α ist nicht sinnvoll, da die direkte Rückströmung der Einzeldüsen und die durch Wechselwirkung hervorgerufene Rückströmung aus unterschiedlichen Richtungen kommen, wie in **Abbildung 5.17** zu erkennen ist. Schließlich misst die Patterson-Sonde richtungsabhängig.

Mit dieser Messung wurde die nichtlineare Verstärkung der Rückströmung reproduziert. Im Folgenden wird zunächst auf die Form der durch die Wechselwirkung hervorgerufenen Rückströmung eingegangen. Anschließend wird untersucht, wie sich die Rückströmung verändert, wenn der Düsenabstand variiert wird. Schließlich werden Messungen präsentiert, die Erkenntnisse zur Entstehung der Rückströmung liefern.

5.3.1. Fluss-Verteilung der Rückströmung

Als Grundlage dieser Untersuchungen dienen die Standard-Ruhebedingungen mit einem Düsenabstand von $Dy = 30 \text{ mm}$. In **Abbildung 5.18** werden Delta-y-Profile bei $x = -6,7(5) \text{ mm}$ gezeigt. Sie wurden unter einem Sondenwinkel von $\alpha = 180^\circ$ aufgenommen, um die Rückströmung zu vermessen.

Aufgetragen sind zwei Profile mit jeweils einer aktiven Düse, die rechnerische Summe dieser Profile und ein Profil mit zwei aktiven Düsen. Bei den Profilen mit nur einer aktiven Düse ist der Konverterdruck an der Düse am höchsten und nimmt mit wachsender Entfernung ab. Die Summe beider Messkurven hat dementsprechend in der Mitte ein ausgedehntes Plateau von geringer Intensität. Diese Kurven stellen die **direkte Rückströmung** einer Einzeldüse bzw. deren lineare Überlagerung dar.

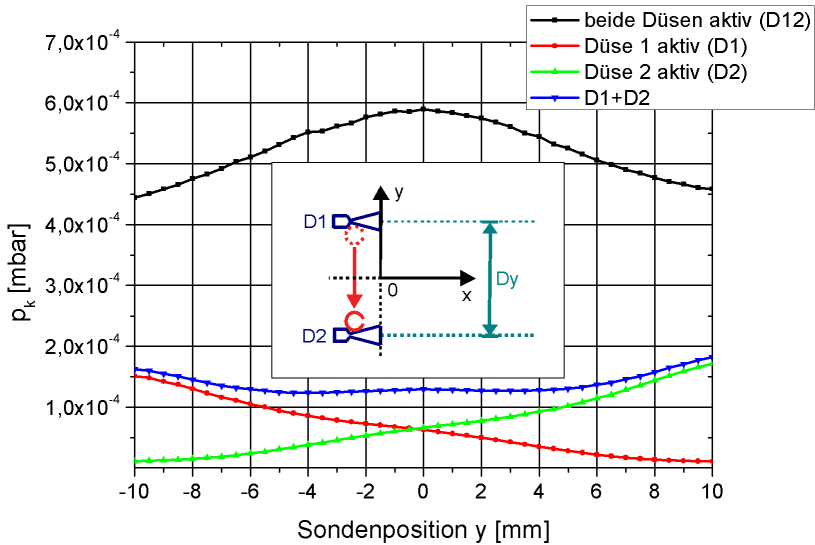


Abbildung 5.18.: Delta-y-Profile. Parameter: $p_0 = 1660 \text{ mbar}$, $T_0 = 300 \text{ K}$, $x = -6,7 \text{ mm}$, $Dy = 30 \text{ mm}$, $z = 0$, $\alpha = 180^\circ$ und $\theta = 0^\circ$.

Der Kurvenverlauf hat seine Ursache in einer Kombination von Vorgängen. Es wird ein Fluss gemessen, also das Produkt aus Geschwindigkeit und Anzahldichte. Die Geschwindigkeit ist eine vektorielle Größe. Eine Veränderung im Druck-Signal kann eine Änderung der Dichte oder des Geschwindigkeits-Betrags bedeuten, aber auch seine Ursache in einer Richtungsänderung der Strömung, bezogen auf den Sonden-Schlitz, haben. Es findet hier eine Überlagerung von drei Vorgängen statt (Betrachtet wird die Messkurve von Düse 1).

1. Der Winkel α zwischen Rückströmung und Sondenschlitz nimmt mit steigendem y kontinuierlich zu, was ein Absinken des Drucksignals bewirkt.
2. Zugleich sinkt mit steigendem y der Winkel, um den ein Molekül um die Düsenlippe herumgelenkt werden muss, um zur Patterson-Sonde zu gelangen. Je geringer der Umlenkwinkel, desto höher die lokale Anzahldichte (siehe θ -Profile der Einzeldüse). Dieser Vorgang

bewirkt bei steigendem y ein Steigen des Drucksignals.

3. Mit wachsender Entfernung von der Düse nimmt die Dichte gemäß DLR-Plume-Modell mit $\rho \propto \frac{1}{r^2}$ ab. Mit steigendem y sinkt der Konvertdruck.

Alle drei Vorgänge zusammen sind für den Kurvenverlauf der Einzeldüsen in **Abbildung 5.18** verantwortlich.

Die Rückströmung hervorgerufen durch Wechselwirkung (D12) ist hingegen dominierend und überlagert die direkte Rückströmung der Einzeldüsen, von deren Form nichts mehr zu erkennen ist. Sie besitzt auf der Wechselwirkungs-Ebene ihr Maximum und fällt zu den Seiten hin ab. Wie auf **Abbildung 5.19** zu sehen ist, beträgt der Verstärkungs-Faktor j im Maximum $j = 4,6$ und an den Seiten etwa 2,5. Auch diese Messung zeigt, dass die Rückströmung zwischen den Düsen stromab der Sonde entsteht.

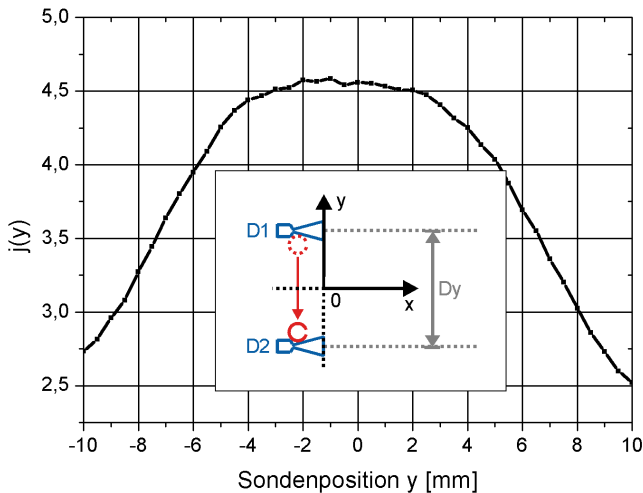


Abbildung 5.19.: Verstärkungsfaktor j als Funktion von der Position y . Parameter: $p_0 = 1660$ mbar, $T_0 = 300$ K, $x = -6,7$ mm, $Dy = 30$ mm, $\alpha = 180^\circ$ und $\theta = 0^\circ$.

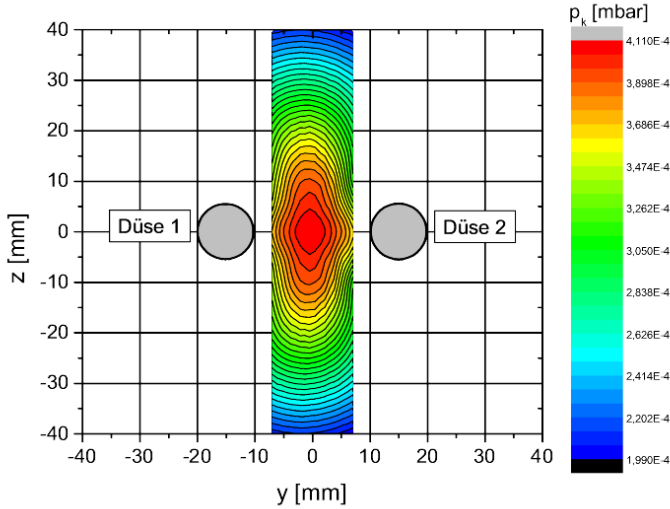


Abbildung 5.20.: Kontur-Darstellung von Delta-y-Profilen. Parameter: $p_0 = 1660 \text{ mbar}$, $T_0 = 300 \text{ K}$, $x = -10 \text{ mm}$, $Dy = 30 \text{ mm}$, $\alpha = 180^\circ$ und $\theta = 0^\circ$.

Um ein zweidimensionales Bild der Rückströmung in der Ebene $x = -10 \text{ mm}$ zu erhalten, wurden mehrere Delta-y-Profile für unterschiedliche Höhen z aufgenommen.² Das Ergebnis ist in **Abbildung 5.20** dargestellt. Der Sondendruck ist farblich kodiert, die Linien stellen Iso-Druckbereiche dar.

Es ist zu erkennen, dass das Maximum der Rückströmung deutlich höher als breit ist. Diese ellipsen-ähnliche Form ist an den Seiten in Höhe der Düsen etwas nach außen gewölbt. Dies könnte am Einfluss der direkten Rückströmung der Einzeldüsen liegen, der hier am stärksten ist. Schließlich ist die gesamte Rückströmung eine Summe aus direkter Rückströmung der Einzeldüsen und der durch Wechselwirkung hervorgerufenen Rückströmung.

²Es ist $x = -10 \text{ mm}$ die Standard-Position zur Vermessung der Rückströmung. Nur unter Verwendung der s-förmigen Düsenröhrchen wurde bei $x = -6,7$ gemessen. So war es möglich, die Düsen soweit zusammenzufahren, bis sich die Lippen berührten.

Um quantitativ das Hauptachsenverhältnis der ellipsen-ähnlichen Form der Rückströmung zu bestimmen, ist der Druckverlauf entlang beider Achsen anhand von **Abbildung 5.21** dargestellt. Der horizontalen Achse entspricht ein Delta-y-Profil bei $z = 0$, der vertikalen Achse ein z-Profil bei $y = 0$. Es sind z und y mit dem Düsenaustritts-Durchmesser D_E normiert worden, und der Konverterdruck mit dem Maximaldruck. Auf diese Weise werden die Messungen direkt vergleichbar.

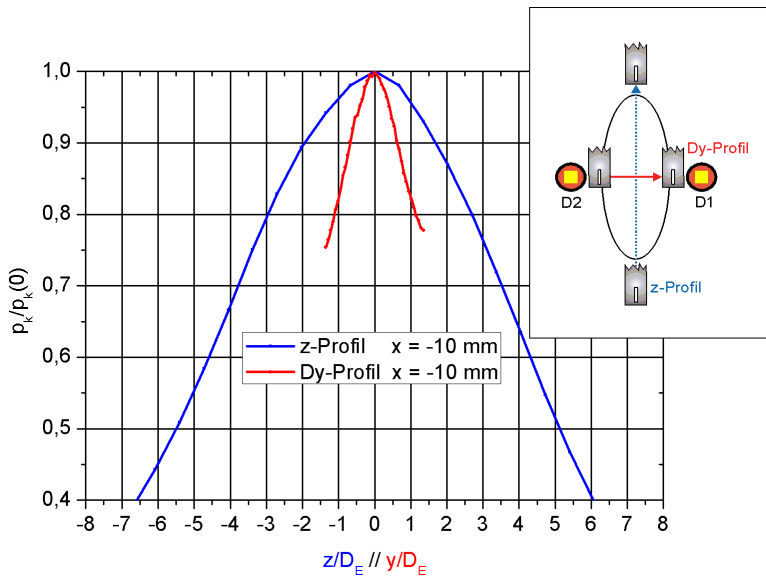


Abbildung 5.21.: Normiertes z-Profil und Delta-y-Profil im Vergleich. Parameter: $p_0 = 1660 \text{ mbar}$, $T_0 = 300 \text{ K}$, $x = -10 \text{ mm}$, $Dy = 30 \text{ mm}$, $\alpha = 180^\circ$ und $\theta = 0^\circ$.

Das z-Profil ist im Wesentlichen symmetrisch zu $z = 0$. Die linke Flanke ist etwas ausgeprägter als die rechte. Der Abweichung der Flanken liegt im Mittel bei 3,2%, bedingt durch eine leichte Neigung von Düse 2. Das Verhältnis der Hauptachsen der „Rückströmungs-Ellipse“ E liegt bei

$$E = \frac{\text{Höhe}}{\text{Breite}} = 2,8(2) \quad (5.8)$$

In diesem Abschnitt wurde die Flussverteilung der Rückströmung für einen festen Düsenabstand gezeigt. Sie besitzt eine ellipsen-ähnliche Form. Das Verhältnis E der Hauptachsen dieser Ellipse ist bestimmt worden. Es besteht die Möglichkeit, dass E eine für die Rückströmung charakteristische Größe ist. Daher soll im folgenden Abschnitt quantitativ untersucht werden, ob E sich bei variablem Düsenabstand verändert.

5.3.2. Einfluss des Düsenabstands auf die Rückströmung

In diesem Abschnitt sollen die Auswirkungen einer Düsenabstands-Veränderung auf die Rückströmung diskutiert werden. Zunächst wird die Auswirkung auf der Wechselwirkungsebene bei $x = -6,7 \text{ mm}$ untersucht. Messungen auf der Wechselwirkungsebene sind besonders sinnvoll, da hier beim bisher untersuchten Fall das Druck-Maximum der Rückströmung liegt. In **Abbildung 5.22** wird eine solche Messung präsentiert. Aufge-

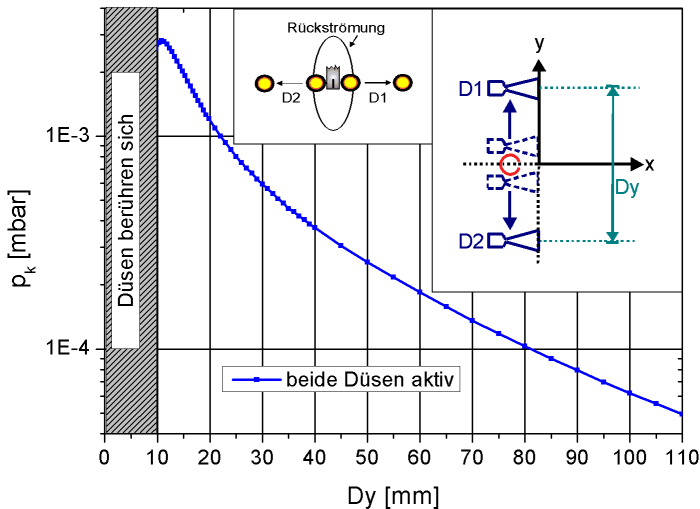


Abbildung 5.22.: Variation des Düsenabstandes. Beide Düsen sind aktiv. Parameter: $p_0 = 1660 \text{ mbar}$, $T_0 = 300 \text{ K}$, $x = -6,7 \text{ mm}$, $y = 0 \text{ mm}$, $z = 0 \text{ mm}$, $\alpha = 180^\circ$ und $\theta = 0^\circ$.

tragen ist der Konverterdruck p_k als Funktion des Düsenabstandes Dy für zwei aktive Düsen. Der Düsenabstand ist definiert als der Abstand der Strahlachsen. Darum ist links im Bild ein Bereich gekennzeichnet, der nicht vermessen werden kann, da sich bei $Dy = 9 \text{ mm}$ die Düsenlippen berühren.

Die Kurve für zwei aktive Düsen lässt sich mit zwei exponentiellen Kurven beschreiben, die sich überlagern. Das Absinken des Signals vor dem Berühren der Düsenlippen ist mit dem Abschirmen der Rückströmung durch die Düsen zu begründen. Bevor nun das exponentielle Verhalten quantitativ erfasst wird, soll eine Fehlerbetrachtung erfolgen. Dies ist nötig, da Radial-Profile ergeben haben, dass der Gradient entlang der x -Richtung im Bereich zwischen $x = 0 \text{ mm}$ und $x = -50 \text{ mm}$ sehr stark ist, gerade für kleine Düsenabstände. Das Signal des Massenflusses fällt von 0 bis 50 mm kräftig ab. Näher soll zu diesem Zeitpunkt nicht auf Radial-Profile eingegangen werden. Dies erfolgt im Abschnitt 5.3.3 zur Entstehung der Rückströmung.

Eine Untersuchung zur Auswirkung von Fehlern ist notwendig, da der Fehler bei der Positionierung der Patterson-Sonde bis zu 2 mm betragen kann. Zu diesem Zweck wurden drei weitere y -Düse-Profile aufgenommen. Eins bei $x = -8 \text{ mm}$, eins bei $x = -10 \text{ mm}$ und eins bei $x = -12 \text{ mm}$. Sie sind in **Abbildung 5.23a** zu sehen.

In der logarithmischen Darstellung sind deutliche Unterschiede bei kleinen Abständen zu erkennen. Um diese Unterschiede zu quantifizieren, wurden die Abweichungen der Profile für $x = -8 \text{ mm}$ und $x = -12 \text{ mm}$ vom Profil für $x = -10 \text{ mm}$ berechnet. Sie sind in **Abbildung 5.23b** zu sehen. Die Streubreite der Werte liegt bei etwa 5%, wie anhand der Werte für $Dy > 110 \text{ mm}$ zu erkennen ist. Es fällt auf, dass die Abweichung für $Dy < 110 \text{ mm}$ mit sinkendem Düsenabstand zunimmt, bis auf jeweils etwa 20%. Extrapoliert auf den Minimalabstand von 9 mm sind sogar etwa 22% Abweichung zu erwarten. Für größere Abstände hingegen ist lediglich die Fehlerstreuung festzustellen.

Eine mögliche Erklärung für dieses Verhalten ist, dass der Gradient des Flusses in x -Richtung sinkt, wenn sich der Düsenabstand vergrößert. Folglich sinkt auch die Auswirkung einer ungenauen Positionierung. Ab $Dy = 110 \text{ mm}$ dominiert daher die normale Fehlerstreuung, der Fehler durch ei-

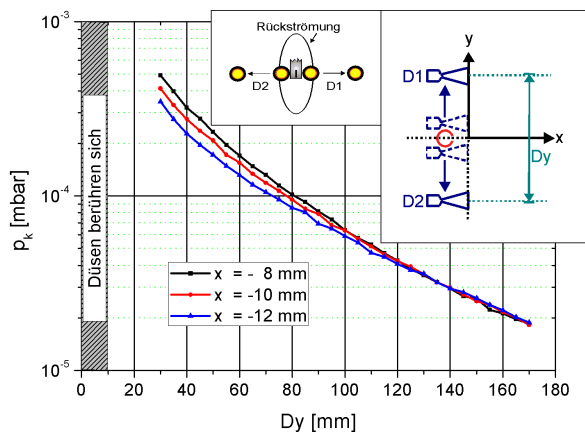
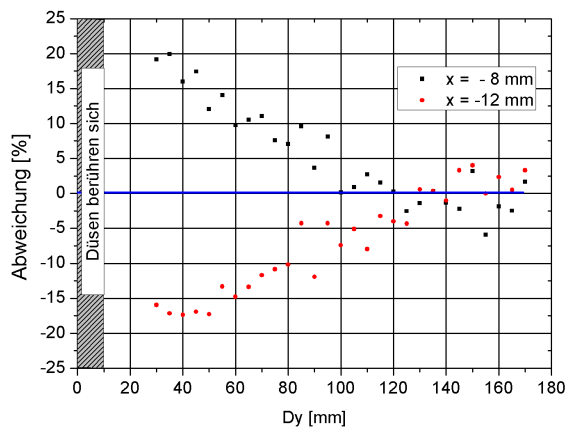
(a) Variation der Position x .(b) Abweichung vom Profil bei $x = -10$ mm.

Abbildung 5.23.: Untersuchung zur Auswirkung von Positionierungsfehlern der Mess-Sonde. Parameter: $p_0 = 1660$ mbar, $T_0 = 300$ K, $y = 0$ mm, $z = 0$ mm, $\alpha = 180^\circ$ und $\theta = 0^\circ$.

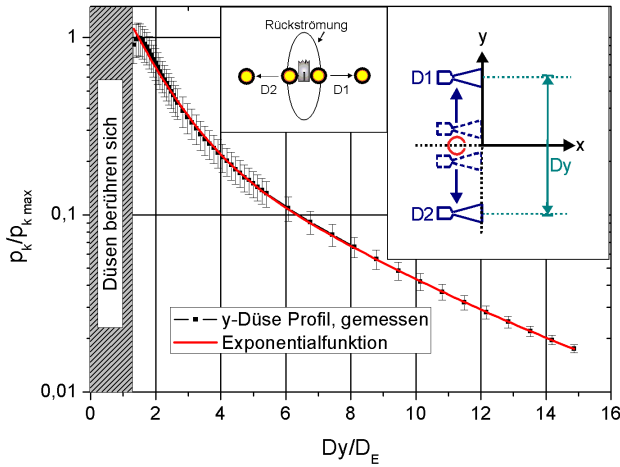


Abbildung 5.24.: Anpassung einer Exponentialfunktion an das y -Düse Profil. Parameter: $p_0 = 1660 \text{ mbar}$, $T_0 = 300 \text{ K}$, $\tilde{x} = -0,9$, $y = 0$, $z = 0$, $\alpha = 180^\circ$ und $\theta = 0^\circ$.

ne ungenaue Positionierung ist vernachlässigbar. Es wäre allerdings auch möglich, dass bei $Dy = 110 \text{ mm}$ physikalisch etwas passiert, was zur Zeit noch nicht bekannt ist.

Mit Hilfe dieser Betrachtungen ist es möglich, das Verhalten des Maximums der Rückströmung als Funktion des Düsenabstandes quantitativ mittels einer Exponentialfunktion zu beschreiben. Dies ist in **Abbildung 5.24** dargestellt. Die Fehlerbalken haben ihren Ursprung in der Fehlerbetrachtung. Um im Rahmen des Untersuchungskonzeptes die Übertragbarkeit zu gewährleisten, ist das Profil dimensionslos dargestellt. Mit $\tilde{Dy} = \frac{Dy}{D_E}$ besitzt die Exponentialfunktion die Form:

$$\frac{p_k}{p_{k \max}} = A \cdot e\left(\frac{-\tilde{Dy}}{a}\right) + B \cdot e\left(\frac{-\tilde{Dy}}{b}\right) + C \quad (5.9)$$

Sie ist folglich die Überlagerung zweier Grund-Exponentialfunktionen. Die Koeffizienten sind in **Tabelle 5.2** dargestellt. Die beiden Grundfunktionen schneiden sich bei $Dy = 20,4 \text{ mm}$ beziehungsweise in normierter

KOEFFIZIENT	WERT
A	3,0(2)
B	0,38(3)
C	0,005(1)
a	1,04(4)
b	4,4(2)
red. χ^2	0,998

Tabelle 5.2.: Koeffizienten der Exponentialfunktion nach Gleichung 5.9.

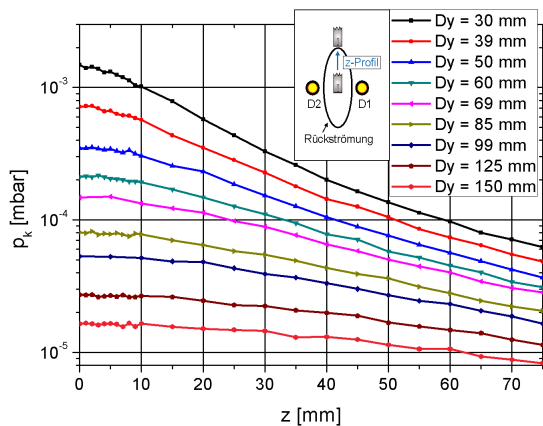
Form bei $\frac{Dy}{D_E} = 2,8$. Über die physikalischen Vorgänge, die hinter den Einzel-Funktionen stecken, kann zur Zeit nur spekuliert werden.

Ob die **Gleichung 5.9** in der Lage ist, als Basis für eine Beschreibung der Flussverteilung zu dienen, wird nun untersucht. Hierzu ist es notwendig, zu analysieren, wie sich die Ellipsen-förmige Flussverteilung durch eine Variation des Düsenabstandes ändert. Es ist sinnvoll, zu diesem Zweck beide Hauptachsen zu betrachten. Mit Kenntnis ihres Verhaltens kann auf das Gesamtverhalten der Rückströmung geschlossen werden. Aus diesem Grund wurden eine Reihe von z -Profilen bei verschiedenen Düsenabständen Dy aufgenommen. Dargestellt sind sie in **Abbildung 5.25**. Es ist jeweils der Konverterdruck p_k als Funktion der Höhe z aufgetragen. Die Messungen fanden statt bei $x = -10(2) \text{ mm}$. Was zunächst aussieht wie eine Vielzahl von unterschiedlichen Kurvenverläufen, zeigt bei geeignet gewählter Normierung, dass eine Selbstähnlichkeit vorliegt. In **Abbildung 5.25b** sind die gleichen Messwerte wie in **5.25a** dargestellt, nur wurden hier die Konverterdrücke jeweils auf den Maximalwert bei $z = 0 \text{ mm}$ normiert und die Höhe z mit dem Düsenabstand Dy . Die normierten Größen werden durch eine Tilde gekennzeichnet.

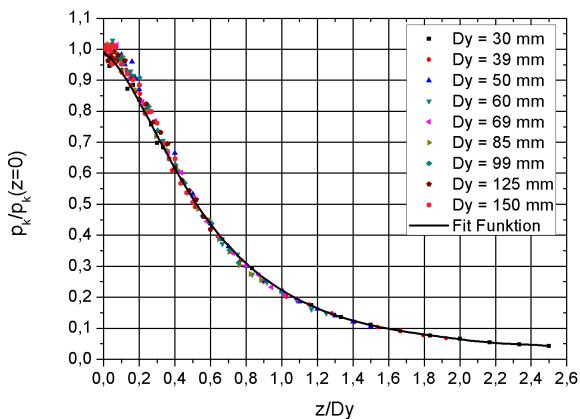
Aufgrund der Selbstähnlichkeit ist es möglich, die einzelnen Verläufe der z -Profile durch eine einzige Funktion der normierten Position \tilde{z} zu beschreiben. Dies geschieht durch ein Polynom mit der Form:

$$\tilde{p} = \sum_{i=0}^9 a_i \tilde{z}^i \quad (5.10)$$

Die Koeffizienten sind in **Tabelle 5.3** aufgelistet. Der große Vorteil der



(a) Unnormierte z -Profile mit dem Düsenabstand Dy als Parameter.



(b) Die gleichen z -Profile normiert dargestellt.

Abbildung 5.25.: Selbstähnlichkeit von z -Profilen bei variablem Düsenabstand.
 Parameter: $p_0 = 1660 \text{ mbar}$, $T_0 = 300 \text{ K}$, $\hat{x} = -1,35$, $x = -10 \text{ mm}$, $y = 0$, $\alpha = 180^\circ$ und $\theta = 0^\circ$.

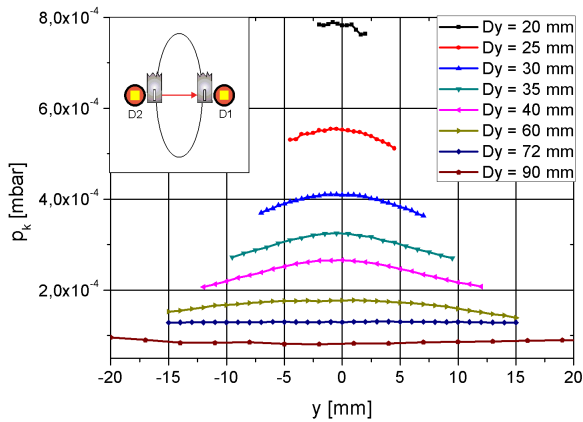
KOEFFIZIENT	WERT
a_0	0,99
a_1	-0,32
a_2	-3,54
a_3	7,16
a_4	-6,34
a_5	2,54
a_6	0,022
a_7	-0,42
a_8	0,15
a_9	-0,016
red. χ^2	0,998

Tabelle 5.3.: Koeffizienten der Funktion 5.10

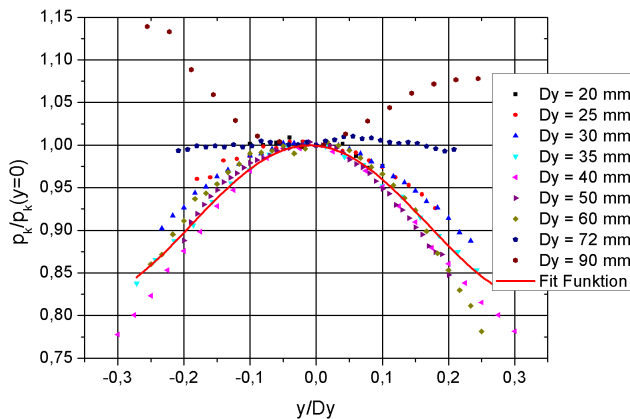
Selbstähnlichkeit in Verbindung mit der normierten Beschreibung ist, dass das auf eins normierte Maximum von Gleichung 5.10 durch die Gleichung 5.9 gegeben wird. Es muss nur für einen einzigen Düsenabstand der tatsächliche Fluss bekannt sein. Das Profil für Gleichung 5.9 konnte messtechnisch bedingt nur bei $x = -6,7(5) \text{ mm}$ gemessen werden. Die Profile für Gleichung 5.10 wurden bei $x = -10(2) \text{ mm}$ aufgenommen. Folglich stellt diese Verknüpfung nur eine Näherung dar. Der tatsächliche Fluss bei $x = -10 \text{ mm}$ wird zwischen 0% und 50% überbewertet, je nach tatsächlicher Position x und Düsenabstand (siehe Fehlerbetrachtung).

Da das Vorgehen für die z-Profile erfolgreich war, wird es auch zur Untersuchung der zweiten Hauptachse der Rückströmungs-Ellipse verwendet. Hierfür wurden Delta-y-Profile bei verschiedenen Düsenabständen aufgenommen. Dargestellt sind sie in **Abbildung 5.26**. In **Abbildung 5.26a** sind zunächst wieder die unnormierten Messwerte dargestellt, in **5.26b** sind sie wie zuvor normiert worden.

In diesem Fall ist das Ergebnis nicht selbstähnlich wie zuvor. Es fällt auf, dass die Profile für $Dy = 20 \text{ mm}$ bis $Dy = 30 \text{ mm}$ gut übereinander liegen ebenso die Profile für $Dy = 35 \text{ mm}$ bis $Dy = 60 \text{ mm}$. Dies könnte allerdings auch zufällig aufgrund von Mess-ungenauigkeiten so sein. Die Profile sind an verschiedenen Messtagen aufgenommen worden, so dass die Position x um den Betrag der Positionsunsicherheit variieren kann. Für eine



(a) Unnormierte Delta-y-Profile mit dem Düsenabstand Dy als Parameter.



(b) Die gleichen Delta-y-Profile normiert dargestellt.

Abbildung 5.26.: Untersuchung auf Selbstähnlichkeit mit Delta-y-Profilen. Parameter: $p_0 = 1660 \text{ mbar}$, $T_0 = 300 \text{ K}$, $\tilde{x} = -1,35$, $x = -10 \text{ mm}$, $z = 0$, $\alpha = 180^\circ$ und $\theta = 0^\circ$.

nachträgliche Messung an identischer Position war nach der Auswertung keine Möglichkeit. Eine eindeutige Systematik ist nicht zu erkennen. Der Großteil der normierten Messwerte zeigt einen Sinus-förmigen Verlauf. Ein geeigneter Sinus ist als rote Kurve dargestellt. Interessant ist, dass diese Sinus-förmige Selbstähnlichkeit ab $Dy = 72 \text{ mm}$ verloren geht. Dies kann damit interpretiert werden, dass die Dominanz der durch Wechselwirkung entstandenen Rückströmung gegenüber der direkten Rückströmung nicht mehr gegeben ist. Bei $Dy = 72 \text{ mm}$, also etwa $\tilde{Dy} = 10$, sind beide gleichwertig, bei größeren Düsenabständen dominiert die direkte Rückströmung der Einzeldüsen. Beim Abstand $\tilde{Dy} = 10$ lässt sich der Wechselwirkung eine charakteristischen Knudsenzahl von etwa $\overline{Kn_p} = 0,1$ zuordnen. Ab dieser Knudsenzahl geht die Selbstähnlichkeit folglich verloren.

Dieser Übergang ist für die praktische Anwendung wichtig, da für lokale Größen wie beispielsweise eine Wärmelast keine besonderen Vorkehrungen mehr getroffen werden müssen.

Die Gleichung für den Sinus, um die mit etwa 5% Toleranz selbstähnlichen Profile quantitativ zu beschreiben, lautet wie folgt:

$$\tilde{p} = 0,91 + 0,09 \sin \left[\pi \cdot \frac{\tilde{y} - 0,52}{0,35} \right] \quad (5.11)$$

Die Tilde kennzeichnet erneut die mit Dy normierten Größen. Als Grundlage diene das Profil für $Dy = 35 \text{ mm}$, dass mit einem reduzierten χ^2 von 0,996 angepasst werden konnte.

Es können für $Dy < 10D_E$ somit auch alle Delta-y-Profile durch eine einzige Funktion der normierten Größen beschrieben werden. Da die Hauptachsen gewöhnlich eine Ellipse charakterisieren, ist anzunehmen, dass die bisherigen Erkenntnisse nicht nur für die beiden Hauptachsen gelten, sondern für die komplette Fluss-Verteilung der Rückströmung. Entlang der y-Achse geht die Selbstähnlichkeit bei steigendem Düsenabstand am schnellsten verloren. Entlang der z-Achse, die am weitesten von den beiden Düsen entfernt ist, bleibt sie am längsten erhalten. Für andere Schnitte durch die Ellipse sind Zwischenformen dieser beiden Extrema zu erwarten.

Basierend auf diesen Ergebnissen kann die Fluss-Verteilung der Rückströmung für Düsenabstände bis $10D_E$ normiert berechnet werden. Unter Verwendung der Gleichung 5.9 mit den diskutierten Einschränkungen auch

absolut. Dafür muss lediglich der Fluss der Rückströmung am betrachteten Ort für einen Düsenabstand bekannt sein.

Für $Dy = 72 \text{ mm}$ ist die charakteristische Knudsenzahl $\overline{Kn_p} = 0,11$, wie in Kapitel 5.2 gezeigt wurde. Dort wurde auch gezeigt, dass eine Veränderung der Wechselwirkungsart erst bei Knudsenzahlen $Kn_p > 0,2$ erfolgt. In der Rückströmung liegt jedoch eine vergleichbarere Veränderung, nämlich von einer selbstähnlichen Flussverteilung in eine variable, schon früher vor. Beide Veränderungen besitzen demnach unterschiedliche Ursachen. Folglich kann die charakteristische Knudsenzahl $\overline{Kn_p}$ nicht in der Lage sein, die Rückströmung zu charakterisieren.

Aus den Betrachtungen oben folgt, dass die Ellipsen-ähnliche Form für ein bestimmtes Flussniveau bei steigendem Düsenabstand größer wird. In Kombination mit dem Absinken des in Abbildung 5.24 dargestellten Maximalflusses ist gerade für die Raumfahrt-Industrie sehr interessant zu erfahren, wie sich die Anzahl der rückwärts gerichteten Moleküle innerhalb der Ellipsen-Form als Funktion des Düsenabstandes verhält.

Aufgrund des hohen Grades an Selbstähnlichkeit, mit nur geringen Abweichungen insbesondere der z-Profile untereinander, kann eine ähnliche Geschwindigkeit der Teilchen in der Rückströmung angenommen werden. In diesem Fall haben die quantitativen Beschreibungen auch Gültigkeit für die Anzahldichte. Somit kann anhand der Flussverteilung der Rückströmung auf die Anzahldichte der rückwärts gerichteten Moleküle geschlossen werden. Diese können beispielsweise ein Maß für eine mögliche Schubverstärkung sein.

In **Abbildung 5.27** ist die normierte Gesamtzahl der rückwärts gerichteten Moleküle (pro Zeiteinheit) innerhalb der Ellipse als Funktion des normierten Düsenabstandes $\bar{Dy} = \frac{Dy}{D_E}$ dargestellt. Die Berechnung wurde mit Hilfe der Gleichungen 5.9, 5.10 und 5.11 durchgeführt. Die Hauptaussage dieser Kurve ist, dass die Teilchenanzahl nicht konstant ist, sondern sich mit dem Düsenabstand verändert. Folglich wäre auch ein möglicher Schubgewinn durch die Rückströmung vom Düsenabstand abhängig. Weiter soll auf die Messkurve nicht eingegangen werden, da für eine genauere Analyse weitere Messungen notwendig sind. Beispielsweise wäre wichtig, den Bereich zwischen den Düsen mit jeweils nur einem aktiven Triebwerk abzurastern, damit der Ellipsen-förmige Bereich um die direk-

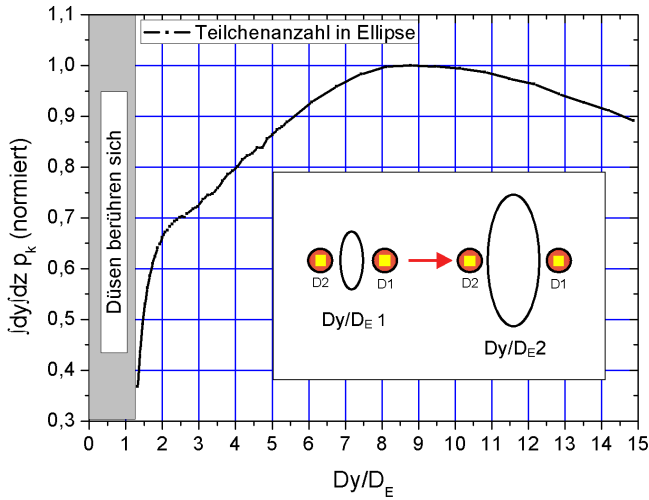


Abbildung 5.27.: Gesamtanzahl rückwärts gerichteter Moleküle innerhalb einer ellipsen-förmigen Rückströmung pro Zeiteinheit. Parameter: $p_0 = 1660 \text{ mbar}$, $T_0 = 300 \text{ K}$, $\tilde{x} = \frac{x}{D_E} = -0,9$, $y = 0$, $z = 0$, $\alpha = 180^\circ$ und $\theta = 0^\circ$.

te Rückströmung der Einzeldüsen korrigiert werden kann. Des Weiteren sollte für verschiedene Positionen x sowohl die Rückströmungs-Ellipse als auch die Rückströmung der Einzeldüsen vermessen werden.

In diesem Abschnitt wurde erarbeitet, dass die Rückströmung ihre normierte Fluss-Verteilung bis zu einem Düsenabstand von etwa $10D_E$ beibehält. Das Verhältnis der Hauptachsen der Ellipse von $2,8(2):1$ bleibt dabei erhalten. Es wurde die Entwicklung des Druckes bei $x = -0,9D_E$, $y = 0$ und $z = 0$ als Funktion des Düsenabstandes quantitativ beschrieben. Dieser Druck findet sich als Maximaldruck sowohl in den z -Profilen, als auch in den Delta- y -Profilen wieder. Hier ist er auf eins normiert, so dass in der Folge mit Kenntnis dieses Druckes die Rückströmung berechnet werden kann. Der Druck ist hierbei ein Maß für den Teilchenfluss. Das Integral dieses Flusses über dy und dz ist innerhalb einer Ellipse nicht konstant.

5.3.3. Entstehungsmechanismen der Rückströmung

Nachdem die räumliche Ausprägung der Rückströmung und ihr Verhalten bei sich veränderndem Düsenabstand untersucht wurden, soll nun auf die Entstehung der Rückströmung eingegangen werden. Aus den bisher präsentierten Ergebnissen in Kapitel 5.3 ist bekannt, dass die Rückströmung sich aus der direkten Rückströmung der Einzeldüsen und einer Wechselwirkungs-Komponente zusammensetzt, die bei kleinen Abständen bis $10\tilde{D}_y$ die direkte Rückströmung dominierend überlagert. Über den Entstehungsort der Wechselwirkungs-Komponente ist bislang folgendes bekannt:

1. Sie ist keine Summe der direkten Rückströmungen der Einzeldüsen sondern hat ihre Ursache in der Wechselwirkung der Abgasstrahlen.
2. Sie entsteht **zentral** im Bereich zwischen den Düsen.
3. Aufgrund ihrer gegenüber den Einzelströmungen verstärkten Intensität liegt es nahe, dass die Entstehung **stromab** der Düsen stattfindet.

Im Folgenden wird diese dominante Wechselwirkungs-Komponente der Rückströmung einfach als Rückströmung bezeichnet. Es ist zu klären, wo die Rückströmung genau entsteht und welche Eigenschaften dieser Entstehungsort oder -bereich aufweist. Zu diesem Zweck wird zunächst auf Radial-Profile eingegangen, mit denen der Abgasstrahl von nur einer aktiven Düse (D1) vermessen wurde. Der Vorteil an dieser Vorgehensweise ist, dass der Abgasstrahl der Einzeldüse und damit lokale Strömungsrichtungen bekannt sind. Dies soll als Abgleich dienen, da mit Radial-Profilen der Verlauf von Strömungskomponenten einer Richtung vermessen wird, jedoch aus einem Profil allein nicht auf die Gesamtströmungsrichtung geschlossen werden kann. Hierzu sind mehrere nötig. In **Abbildung 5.28** sind Radial-Profile mit Sondenwinkel α als Parameter dargestellt, die unter einem Düsenabstand von $D_y = 30\text{ mm}$ aufgenommen wurden. Zur Vereinfachung der Interpretation sei auf die **Abbildung 5.9b** hingewiesen, insbesondere auf die Darstellung der Stromlinien.

Zunächst soll auf die Kurve unter $\alpha = 180^\circ$ eingegangen werden. Von $r = -50\text{ mm}$ kommend und nach rechts gehend steigt das Profil exponentiell an, ab ungefähr $r = -15\text{ mm}$ vergrößert sich die Steigung. Je mehr die Sonde sich der Düsenaustrittsebene nähert, desto mehr nimmt

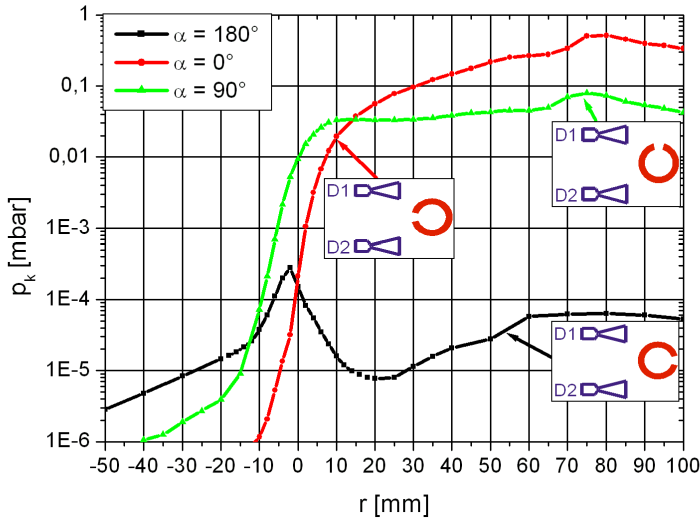


Abbildung 5.28.: Vergleich von Radial-Profilen mit Sondenwinkel α als Parameter für $Dy = 30 \text{ mm}$. Es ist nur Düse 1 aktiv. Parameter: $p_0 = 1660 \text{ mbar}$, $T_0 = 300 \text{ K}$, $y = 0 \text{ mm}$, $z = 0$, $Dy = 30 \text{ mm}$ und $\theta = 0^\circ$.

der Teilchenfluss zu. Der genaue Kurven-Verlauf ist eine Kombination aus dem exponentiellen Dichteverlauf in Grenzschicht-Expansionsgebiet (DLR-Plume-Model) und der Richtungs-Selektivität der Sonde (Sondenfunktion). Noch vor $r = 0$ ist ein Maximum erreicht und die Kurve fällt wieder steil ab, da ab diesem Ort keine Rückströmung aus der Einzeldüse mehr auf den Sondenschlitz trifft. Der leichte Anstieg im weiteren Verlauf liegt daran, dass die Strömung immer mehr Kontinuums-Charakter besitzt. Es wird $Kn_S < 0,1$, so dass Umströmungseffekte an der Sonde eine Rolle spielen.

Die für die Deutung der Strömungsrichtungen wesentlichen Kriterien sind die Schnittpunkte mit den anderen Messkurven sowie die Majorante bzw. Minorante. Am Ort $r = -15 \text{ mm}$, an dem sich die Steigung ändert, liegt der Schnittpunkt mit der Kurve für $\alpha = 90^\circ$. Bis zu diesem Punkt ist die

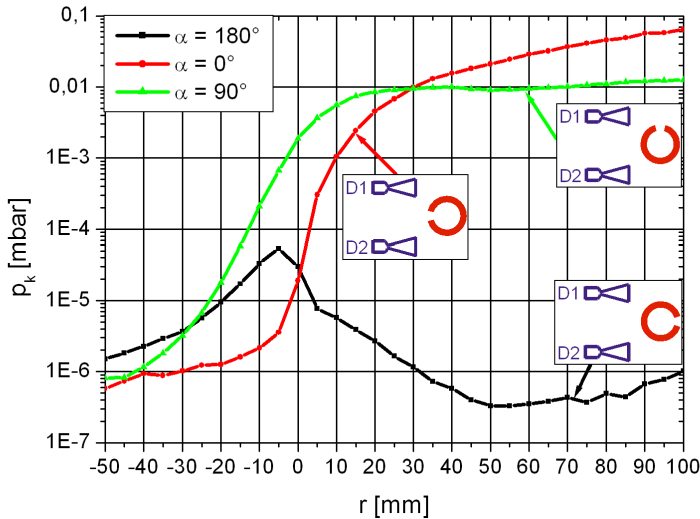


Abbildung 5.29.: Vergleich von Radial-Profilen mit Sondenwinkel α als Parameter für $Dy = 60 \text{ mm}$. Es ist nur Düse 1 aktiv. Parameter: $p_0 = 1660 \text{ mbar}$, $T_0 = 300 \text{ K}$, $y = 0 \text{ mm}$, $z = 0$, $Dy = 60 \text{ mm}$ und $\theta = 0^\circ$.

Kurve für $\alpha = 180^\circ$ dominierend, für größere r anschließend die Kurve für $\alpha = 90^\circ$. Es ist plausibel, dass der Schnittpunkt bei einer Position r liegt, deren Wert etwa bei $Dy/2$ liegt. Dies entspricht einem Stromlinien-Winkel von 135° im gewählten Koordinatensystem. Ab Schnittpunkt liegt der Stromlinien-Winkel für größere r näher an 90° und die Sonde kann unter $\alpha = 90^\circ$ mehr detektieren, als unter $\alpha = 180^\circ$. Die dominierende Kurve gibt somit Aufschluss auf die dominierende Strömungsrichtung.

Die Dominanz der Strömungsrichtung „ 90° “ bleibt erhalten, bis bei $r = +15 \text{ mm}$ der Schnitt mit der Kurve für $\alpha = 0^\circ$ erfolgt. Ab jetzt ist der Winkel der Stromlinien kleiner als 45° , so dass die Kurve für $\alpha = 90^\circ$ unter der für $\alpha = 0^\circ$ liegt. Den Eintritt in die Kernströmung können beide Kurven gleichermaßen bei $r = 75 \text{ mm}$ darstellen.

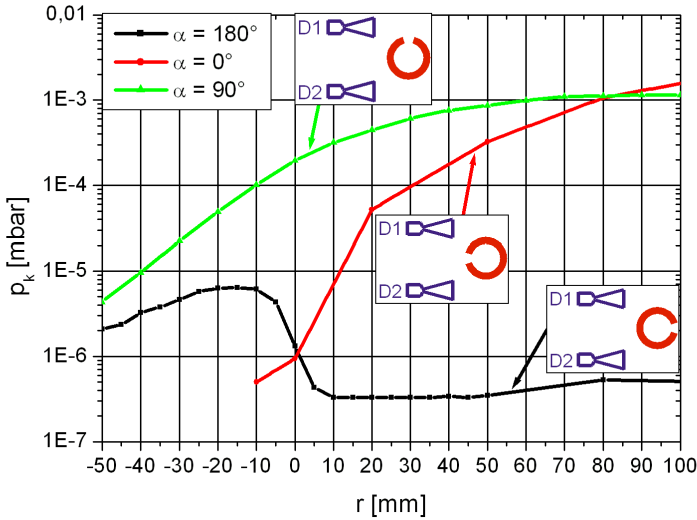


Abbildung 5.30.: Vergleich von Radial-Profilen mit Sondenwinkel α als Parameter für $Dy = 170 \text{ mm}$. Es ist nur Düse 1 aktiv. Parameter: $p_0 = 1660 \text{ mbar}$, $T_0 = 300 \text{ K}$, $y = 0 \text{ mm}$, $z = 0$, $Dy = 170 \text{ mm}$ und $\theta = 0^\circ$.

Hervorgehoben werden soll der Schnittpunkt der Kurven $\alpha = 0^\circ$ und $\alpha = 180^\circ$. Er liegt genau bei $r = 0$. Stromauf dieses Punktes dominiert die Rückströmung, stromab des Punktes die schuberzeugende Strömungsrichtung.

Das eben dargestellte Verhalten ist kennzeichnend für das Strömungsfeld. Um dies zu verdeutlichen, werden die **Abbildungen 5.29 und 5.30** herangezogen, in denen die gleichen Radialprofile für $Dy = 60 \text{ mm}$ und $Dy = 170 \text{ mm}$ dargestellt sind.

Am generellen Kurvenverlauf hat sich nichts geändert. Das Drucksignal ist bei steigendem Abstand Dy geringer und die Gradienten sind weniger stark. Ansonsten sind alle signifikanten Punkte erhalten geblieben. In der **Abbildung 5.29** schneiden sich die Kurven für $\alpha = 180^\circ$ und $\alpha = 90^\circ$ bei $r = -30 \text{ mm}$, was erneut $Dy/2$ entspricht. Bei $r = +30 \text{ mm}$ liegt wie

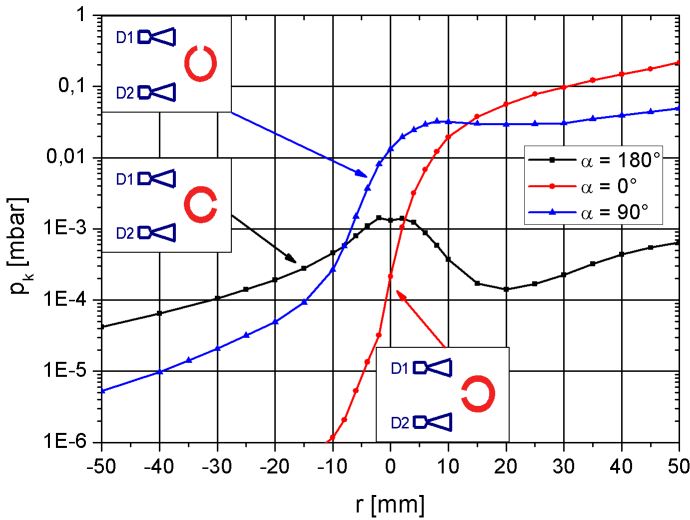


Abbildung 5.31.: Vergleich von Radial-Profilen mit Sondenwinkel α als Parameter für $D_y = 30 \text{ mm}$. Es sind beide Düsen aktiv. Parameter: $p_0 = 1660 \text{ mbar}$, $T_0 = 300 \text{ K}$, $y = 0 \text{ mm}$, $z = 0$, $D_y = 30 \text{ mm}$ und $\theta = 0^\circ$.

zu erwarten das Gegenstück, nämlich der Schnittpunkt der Kurven für $\alpha = 90^\circ$ und $\alpha = 0^\circ$. Der Schnittpunkt der Kurven $\alpha = 0^\circ$ und $\alpha = 180^\circ$ liegt bei $r = 0$. Da die Zusammenhänge auch auf **Abbildung 5.30** zu erkennen sind, werden diese Schnittpunkte als **signifikant** angesehen.

Um den Entstehungsort der Rückströmung zu ermitteln, wird im Folgenden untersucht, inwieweit sich diese signifikanten Schnittpunkte im Falle von zwei aktiven Düsen verändern. Auf **Abbildung 5.31** wird die gleiche Messung wie auf **Abbildung 5.28** dargestellt, mit dem Unterschied, dass jetzt beide Düsen aktiv sind.

Es ist zu erkennen, dass bei negativen r erneut die Kurve für $\alpha = 180^\circ$ dominierend ist. Sie steigt exponentiell an und verändert dabei im Gegensatz zur Einzeldüse fortlaufend ihre Steigung. Es folgt der Schnittpunkt mit

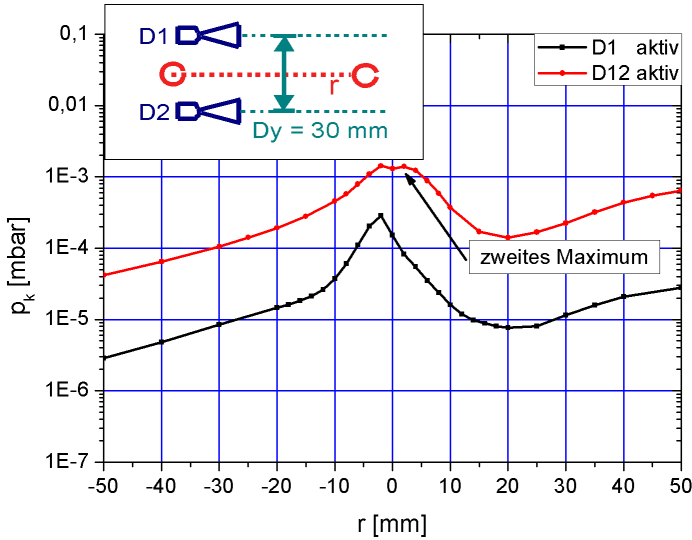


Abbildung 5.32.: Vergleich von Radial-Profilen der Einzeldüse und von zwei aktiven Düsen für $Dy = 30 \text{ mm}$. Parameter: $p_0 = 1660 \text{ mbar}$, $T_0 = 300 \text{ K}$, $y = 0 \text{ mm}$, $z = 0$, $\alpha = 180^\circ$ und $\theta = 0^\circ$.

der Kurve für $\alpha = 90^\circ$, welcher stromab gewandert ist, auf etwa -10 mm . Die Rückströmung hat sich folglich in der Richtung geändert, es kommen verhältnismäßig mehr Strömungsteilchen aus dem Bereich stromab der Düsenaustrittsebene. Dieser Effekt soll an dieser Stelle nicht quantitativ bewertet werden, da die Sonde mit dem Röhrchen im Bereich zwischen den Düsen die Strömung der Düse 2 abschirmt. Im übrigen soll hervor gehoben werden, dass die Sonde im Falle aller drei in **Abbildung 5.31** gezeigten Profile die Strömung beeinflusst ($Dy = 30 \text{ mm}$, $d_S = 6 \text{ mm}$). Dies macht sich besonders im Bereich zwischen den Düsen bemerkbar.

Im weiteren Verlauf erreicht die Kurve für $\alpha = 180^\circ$ erneut noch vor $r = 0$ ein Maximum. Es existiert zudem ein zweites Maximum bei $r = 2 \text{ mm}$. Da dieses Maximum neu hinzugekommen ist, muss es eine Folge der Wechselwirkung sein. Der Schnittpunkt der Kurven für $\alpha = 180^\circ$ und $\alpha = 0^\circ$ befindet sich stromab im Bereich des zweiten Maximums. Auch dieser

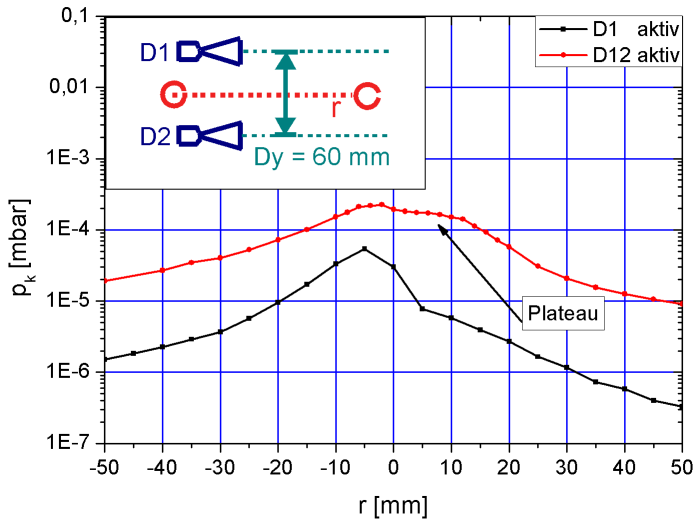


Abbildung 5.33.: Vergleich von Radial-Profilen der Einzeldüse und von zwei aktiven Düsen für $D_y = 60 \text{ mm}$. Parameter: $p_0 = 1660 \text{ mbar}$, $T_0 = 300 \text{ K}$, $y = 0 \text{ mm}$, $z = 0$, $\alpha = 180^\circ$ und $\theta = 0^\circ$.

Schnittpunkt hat sich im Vergleich zur Einzeldüse stromab verschoben. Dort war er bei $r = 0$. Es dominiert demnach auch stromab zwischen $r = 0$ und $r = 2 \text{ mm}$ die Rückströmung gegenüber der schuberzeugenden Strömungsrichtung. Offensichtlich entsteht hier durch die Wechselwirkung eine rückwärts gerichtete Strömung. Das erste Maximum, das die direkte Rückströmung der Einzeldüsen kennzeichnet, bleibt weiterhin erhalten. Allerdings wird es durch die im Bereich des zweiten Maximums erzeugte Rückströmung um knapp eine Größenordnung angehoben. Der Schnittpunkt der Kurven für $\alpha = 0^\circ$ und $\alpha = 90^\circ$ liegt an der gleichen Position, wie im Falle der Einzeldüsen. Hier hat sich an den Strömungsrichtungen nichts geändert.

Aus dieser Betrachtung folgt, dass es einen Bereich stromab der Düsenaustrittsebene gibt, in dem die Rückströmung durch Wechselwirkung entsteht. Diesem Bereich kann ein Richtungs-Umkehrpunkt zugeordnet wer-

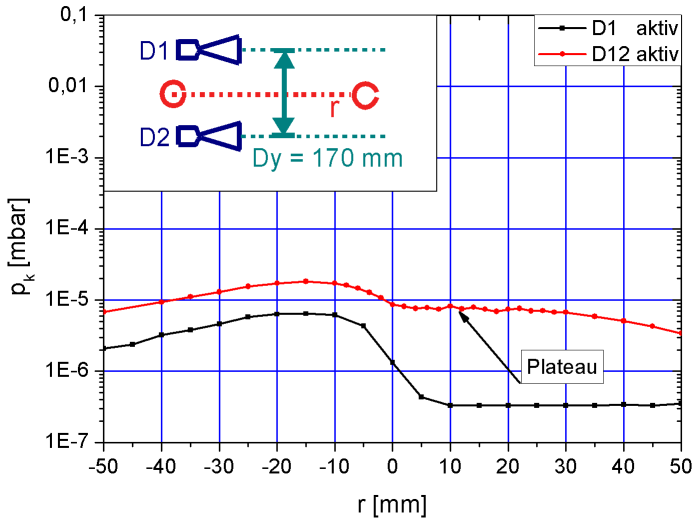


Abbildung 5.34.: Vergleich von Radial-Profilen der Einzeldüse und von zwei aktiven Düsen für $Dy = 170 \text{ mm}$. Parameter: $p_0 = 1660 \text{ mbar}$, $T_0 = 300 \text{ K}$, $y = 0 \text{ mm}$, $z = 0$, $\alpha = 180^\circ$ und $\theta = 0^\circ$.

den (Schnittpunkt der Kurven), bis zu dem die Strömung zurückgelenkt wird. Dieser Punkt wird im Folgenden in Anlehnung an die Kontinuums-Strömungsmechanik **freier Staupunkt** genannt. Ein vergleichbares Verhalten ergibt sich für die Düsenabstände $Dy = 60 \text{ mm}$ und $Dy = 170 \text{ mm}$. Da ein Vergleich der dominierenden Strömungsrichtungen und Schnittpunkte wie bisher keine neuen Erkenntnisse bringt, sollen direkte Vergleiche zwischen einer und zwei aktiven Düsen, gemessen unter $\alpha = 180^\circ$, präsentiert werden. Sie sind in den **Abbildungen 5.32, 5.33 und 5.34** dargestellt.

Auf diese Weise kann die Entwicklung des Entstehungsbereiches der Rückströmung verfolgt werden. Der Verlauf der Kurven in **Abbildung 5.32** wurde schon diskutiert. Es ist direkt die erhebliche Verstärkung der rückwärts gerichteten Strömung zu erkennen. In **Abbildung 5.33** beträgt der Düsenabstand $Dy = 60 \text{ mm}$. Aufgrund der größeren Distanz zwi-

schen Düsenlippe und Sonde ist das Drucksignal der Sonde geringer. Bei zwei aktiven Düsen ist zu erkennen, dass das zweite Maximum aus dem Fall $Dy = 30 \text{ mm}$ sich zu einem Plateau weiterentwickelt hat. Die Intensität ist geringer, dafür hat die Breite deutlich zugenommen. Zudem ist das Zentrum des Plateaus stromab gewandert. Offenbar vergrößert sich der Entstehungsbereich der Rückströmung, was mit einer geringeren Intensität einher geht.

Im Fall des Düsenabstandes $Dy = 170 \text{ mm}$ (**Abbildung 5.34**) ist die Signalstärke noch geringer. Das Plateau ist nun sehr ausgedehnt und seine Intensität noch schwächer als bei $Dy = 60 \text{ mm}$. Das Zentrum befindet sich weiter stromab. Hieraus folgt, dass der oben angesprochene Prozess einer Vergrößerung des Entstehungsbereichs der Rückströmung, mit gleichzeitiger Wanderung stromab, sich weiter fortsetzt.

Folgende Schlüsse können gezogen werden:

- Die Rückströmung entsteht auch stromab der Düsen.
- Sie entsteht in einem räumlich ausgedehnten Bereich, der sich mit steigendem Dy vergrößert.
- Der Mittelpunkt des Bereichs der Rückströmungs-Entstehung wandert mit steigendem Düsenabstand stromab.

Trotz der Einschränkungen durch die Größe der Mess-Sonde, die in dem sensiblen Bereich zwischen den Düsen die Strömung stört, ist es gelungen, Informationen über den Entstehungsbereich der Rückströmung zu ermitteln. Zur Stützung der Erkenntnisse zur Entstehung der Rückströmung werden planare 2D-DSMC Simulationen verwendet. Es soll erneut betont werden, dass die Ergebnisse der Simulation nur bei einem 2D-Vorgang genaue Gültigkeit haben. In dem vorliegenden 3D-Problem liefert sie qualitativ wertvolle Hinweise auf die tatsächlichen Vorgänge mit der Einschränkung, dass die Ergebnisse nicht quantitativ interpretiert werden dürfen. Ein Grund ist beispielsweise, dass die Sondenröhrchen in einer planaren 2D-Simulation begrenzende Barrieren unendlicher Höhe sind.

Der für die Entstehung der Rückströmung interessante Bereich um $x = +2 \text{ mm}$ ist in **Abbildung 5.35** mittels einer solchen 2D-DSMC Simulation dargestellt [33]. Farblich ist die Anzahldichte kodiert, zusätzlich sind

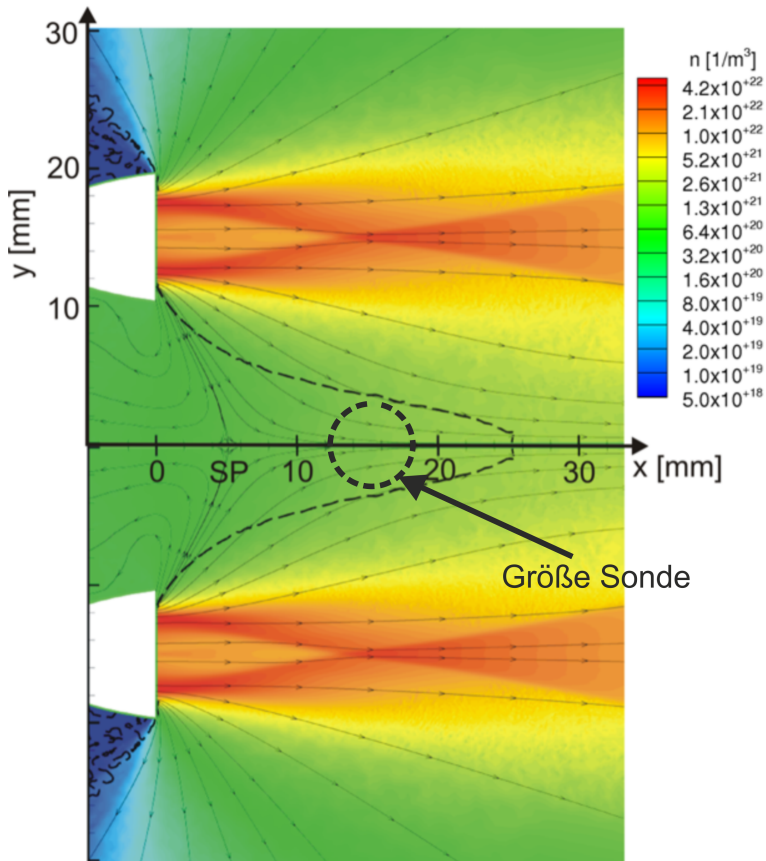


Abbildung 5.35.: Planare 2D-DSMC Simulation [33] vom Entstehungsbereich der Rückströmung. Parameter: $p_0 = 1660$ mbar, $T_0 = 300$ K, $Dy = 30$ mm und Gasart ist N_2 .

Stromlinien abgebildet. **Makroskopisch** betrachtet folgt aus der Simulation ein freier Staupunkt als Entstehungspunkt der Rückströmung. Es wird bis zum Staupunkt die Strömung nach hinten umgelenkt, ab dem Staupunkt nicht mehr. Es soll betont werden, dass keine Kontinuums-Bedingungen am freien Staupunkt vorliegen. Es wird der Begriff für den Punkt verwendet, an dem rechnerisch die Gesamtsumme aller x- und y-Komponenten der Geschwindigkeit null ist. Im Staupunkt des Kontinuums

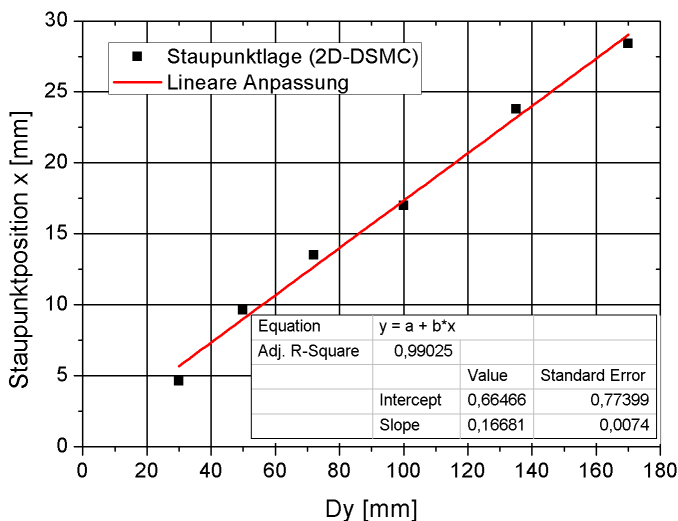


Abbildung 5.36.: Staupunktposition x als Funktion des Düsenabstandes Dy .

ist die Geschwindigkeit an diesem Ort tatsächlich null. Im hier dargelegten Fall strömen mikroskopisch noch Teilchen. Nur makroskopisch in der Summe betrachtet ist dies nicht mehr der Fall.

Es ist weiterhin zu erkennen, dass die Rückströmung aus Molekülen der Grenzschicht besteht. Dies ist von Bedeutung für die Vorhersage von Beaufschlagungseffekten. Zudem sind Moleküle aus der Grenzschicht deutlich langsamer als welche aus der Kernströmung. Wird den Stromlinien dieser Moleküle gefolgt, kann im Verlauf ein Punkt erreicht werden, an dem $Ma = 1$ ist. Diese Punkte sind mit der gestrichelten Linie verbunden dargestellt. Links der Linie ist die Strömung im abgebildeten Bereich (makroskopisch) im Unterschall. Die Linie ist eingezeichnet, da sie eine mögliche Grenze des Gebiets skizziert, in dem die Rückströmung entsteht.

Um einen qualitativen Einblick in die Wanderung des Staupunktes als Funktion des Düsenabstandes Dy zu gewinnen, wurden weitere planare 2D-DSMC Simulationen [33] durchgeführt. Anhand dieser Simulationen

kann ein linearer Zusammenhang zwischen der Staupunkt-Position und dem Düsenabstand gefunden werden. Er ist in **Abbildung 5.36** dargestellt.

Zusammengefasst bedeutet eine Verdoppelung des Düsenabstandes eine Verdoppelung der Entfernung zum Nullpunkt. Für weitergehende Aussagen, beispielsweise ob die Ursache für den linearen Zusammenhang darauf beruht, dass immer die gleiche Stromlinie zum freien Staupunkt führt, sind weitere Simulationen in 3D nötig.

5.4. Übertragbarkeit auf andere Triebwerke

In der Raumfahrt werden zum Großteil Triebwerke mit Verbrennung eingesetzt. Daher bildet das 10N-Zweistoff-Triebwerk von Astrium die Basis dieser Arbeit. Wie in der Theorie erläutert, werden Reynolds-Zahl und Mach-Zahl sowie die geometrische Ähnlichkeit beibehalten. Es sollen in diesem Kapitel folgende zwei Punkte überprüft werden:

1. **Reynolds-Zahl:** Die berechnete Reynolds-Zahl kann über eine Vielzahl von Ruhedruck-Ruhetemperatur-Paaren umgesetzt werden. Hierbei ändern sich die Eigenschaften der Grenzschicht. Sie wird nicht eindeutig durch die Re-Zahl abgebildet. Wie stark wirkt sich dies auf die Rückströmung bei konstanter Re-Zahl und unterschiedlichen Ruhebedingungen aus?
2. **Variation der Re-Zahl:** Die Strömungen verschiedener Triebwerke besitzen unterschiedliche Re-Zahlen. Ändert sich der Charakter der Rückströmung bei einer Variation der Re-Zahl?

Zu Punkt 1.: Zur Überprüfung des Einflusses veränderter Ruhebedingungen auf die Rückströmung, wurde die Ruhetemperatur von 300 K auf 400 K erhöht. Für eine konstante Re-Zahl gemäß $Re = \frac{\rho_{\text{EUE}} l_E}{\mu_0}$ muss der Ruhedruck entsprechend von 1660 mbar auf 2370 mbar angepasst werden. Um die erhöhte Ruhetemperatur zu erhalten, wurden die „Boostheizungen“ an den Sondenröhrchen zu Hilfe genommen. Dies hat durch Wärmeleitung im Edelstahl bewirkt, dass die Düsenwand-Temperatur über der Ruhetemperatur lag, was sonst nicht der Fall ist.

Zur Untersuchung der Rückströmung ist ein y-Düse-Profil gut geeignet. In **Abbildung 5.37** ist ein solches dargestellt, aufgenommen unter $\alpha =$

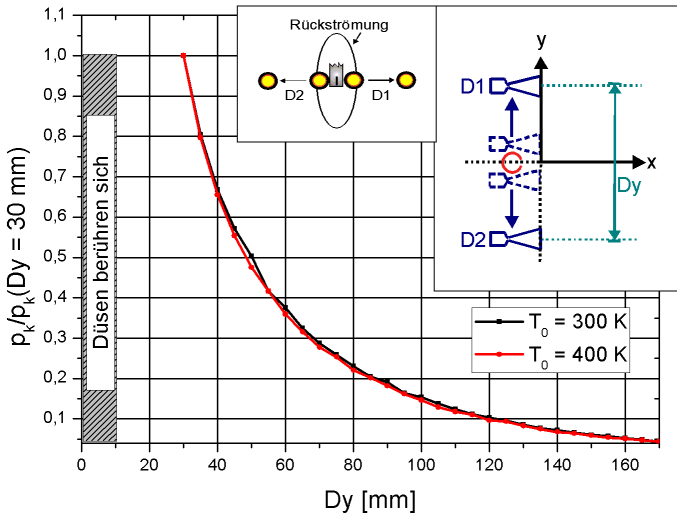


Abbildung 5.37.: Veränderung der Ruhebedingungen bei konstanter Re -Zahl. Parameter: $r = -10 \text{ mm}$, $y = 0$, $z = 0$, $\theta = 0^\circ$ und $\alpha = 180^\circ$. Bei $T_0 = 300 \text{ K}$ und $p_0 = 1660 \text{ mbar}$ ist $T_W = 285 \text{ K}$, bei $T_0 = 400 \text{ K}$ und $p_0 = 2370 \text{ mbar}$ ist $T_W = 430 \text{ K}$.

180° und bei $x = -10 \text{ mm}$. Der Konverterdruck wurde auf den Wert bei $Dy = 30 \text{ mm}$ normiert.

Es ist zu erkennen, dass beide Kurven sehr gut übereinander liegen. Die mittlere Abweichung beträgt 3,35%. Dies liegt im Rahmen der Unsicherheit der Messung. Die Profile können als selbstständig angesehen werden. Aufgrund der guten Übereinstimmung wurde auf weitere Profile im Bereich der Rückströmung verzichtet. Es folgt, dass die gewählte Definition der Reynolds-Zahl zwar die Grenzschicht nur unzureichend berücksichtigt, dies aber für das Verhalten des Maximums der Rückströmung (Zentrum der Ellipse) qualitativ keine Rolle spielt. Eine quantitative Betrachtung ist aufgrund der schon dargelegten Unsicherheit der Position r von etwa 2 mm nicht sinnvoll. Die beobachtbaren Unterschiede liegen in diesem Fall innerhalb der Standard-Abweichung.

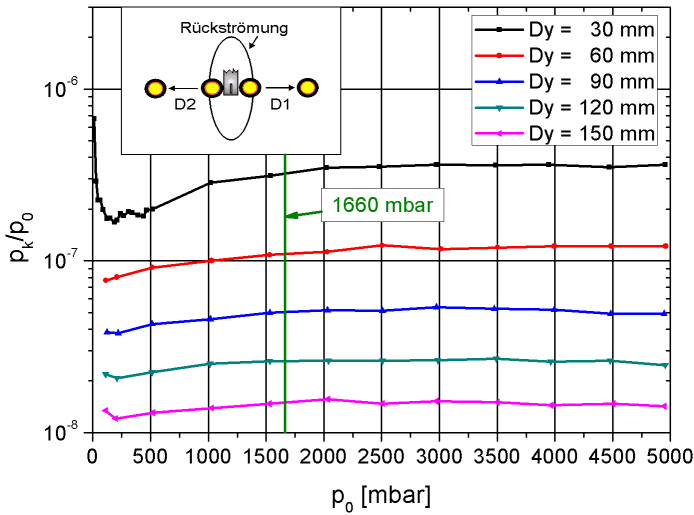


Abbildung 5.38.: Variation des Ruhedruckes. Parameter: $T_0 = 300 \text{ K}$, $r = -10 \text{ mm}$, $y = 0$, $z = 0$, $\theta = 0^\circ$ und $\alpha = 180^\circ$.

Zu Punkt 2.: Zur einfachen Variation der Reynolds-Zahl eignen sich p_0 -Profile bei konstanter Temperatur. In **Abbildung 5.38** sind für verschiedene Düsenabstände solche Profile dargestellt. Der Konverterdruck ist auf den Ruhedruck normiert.

Den Ruhedruck-Profilen der Einzeldüse folgend, besteht die Düsenströmung bei sehr kleinen Ruhedrücken im wesentlichen aus einer Grenzschicht. Erst bei steigendem Ruhedruck bildet sich der Abgasstrahl wie im Kapitel 5.1.1 beschrieben aus. Im Falle der Einzeldüse, waren die p_0 -Profile bei etwa 300 mbar stabil. Dieser kleine Druckbereich ist nur für $Dy = 30 \text{ mm}$ mit hoher Auflösung vermessen worden. Im Falle der Rückströmung dauert es länger, bis die Profile keine Steigung mehr aufweisen, gerade bei kleinen Düsenabständen wie $Dy = 30 \text{ mm}$. Zur Erinnerung: Ein Verlauf des Profils parallel zur Abszisse bedeutet, dass der lokale Anteil am Massenstrom \dot{m} gleich bleibt. Steigt das Profil, nimmt der Anteil zu, sinkt es, nimmt er ab. Ab etwa 2000 mbar verlaufen die Pro-

file parallel zur Abszisse. Eine Variation des Ruhedruckes (und damit der Reynolds-Zahl) hat nur einen minimalen Einfluss von im Schnitt etwa 2% auf die Struktur der Strömung, da die Kurven für große Ruhedrucke nahezu parallel zur Abszisse verlaufen. Das heißt der Entstehungsbereich der Rückströmung besitzt eine stabile Struktur, die auf Änderungen des Ruhedruckes, und damit der Reynoldszahl, unempfindlich reagiert. Bei kleineren Ruhedrücken verändert sie sich noch, je kleiner die Düsenabstände, desto stärker. Der verwendete Standard-Ruhedruck von 1660 *mbar* befindet sich an der Grenze zu diesem stabilen Bereich.

Es folgt, dass die Übertragbarkeit der Ergebnisse (die Rückströmung und nur die Re-Zahl betreffend) für Betriebszustände mit größeren Reynolds-Zahlen als 1457 gegeben ist³. Für Betriebszustände mit kleineren Reynolds-Zahlen wird es zu Abweichungen kommen, die größer werden, je kleiner der Düsenabstand und die Reynolds-Zahl sind.

Mit diesen Betrachtungen wurde gezeigt, dass durch eine auf Kennzahlen basierende Beschreibung prinzipiell eine Übertragbarkeit, wie im Rahmen des Untersuchungskonzeptes geplant, möglich ist. Inwieweit hier nicht betrachtete spezielle Folgen der Verbrennung eine Rolle spielen, beispielsweise Tröpfchen im Abgasstrahl, verschiedene Molekül-Spezies oder die hohe Temperatur, müssen die Ergebnisse der anderen im Rahmen des Untersuchungskonzeptes durchgeführten Arbeiten (siehe Abschnitt 3) zeigen. Mit deren Erkenntnissen sollte eine Übertragungsvorschrift der Ergebnisse dieser Arbeit auf die Original-Triebwerke mit Verbrennung formulierbar sein. Für die Übertragbarkeit auf andere Triebwerke spielen neben den speziellen Folgen der Verbrennung zudem geometrische Parameter wie die Düsenkontur und das Flächenverhältnis ϵ eine Rolle. Deren Einfluss auf den Abgasstrahl im Allgemeinen und auf die Rückströmung bei der Abgasstrahl-Wechselwirkung im Speziellen bleibt noch zu untersuchen.

³Das ist die Re-Zahl vom Astrium 10N Zweistoff-Triebwerk, siehe Kapitel 3

6. Industrielle Nutzbarkeit

In diesem Abschnitt soll auf die industrielle Nutzbarkeit der erlangten Erkenntnisse eingegangen werden. Wenn die Raumfahrt-Industrie ein Raumfahrzeug konzipiert, spielen bei der Festlegung von Triebwerksbündeln die integrale Größe **zusätzlicher Schub** und die lokale Größe **zusätzliche Wärmelast** eine entscheidende Rolle. Hier ist für die jeweilige Anforderung eine optimale Triebwerksanordnung zu finden. Des Weiteren befindet sich in der Praxis hinter den Düsen eine Raumfahrzeug-Wand. Es ist wichtig zu wissen, ob solch eine rückwärtige Wand die Rückströmung verändert oder ob die dargelegten Zusammenhänge ihre Gültigkeit beibehalten.

6.1. Beaufschlagungseffekte

6.1.1. Zusätzlicher Schub

Zunächst soll der zusätzliche Schub auf eine Raumfahrzeug-Wand durch die Rückströmung abgeschätzt werden. Dabei geht es im Wesentlichen darum, eine Abschätzung für die Größenordnung des zusätzlichen Schubs zu bekommen. Eine genaue Berechnung ist anhand der vorliegenden Messergebnisse nicht möglich. Beispielsweise ist die Strömungsgeschwindigkeit der Rückströmung nicht aus Messungen bekannt.

Es wird zunächst der Schub der Kaltgas-Triebwerke berechnet. Aus Gleichung 2.18 folgt für den Massenstrom einer Düse mit $p_0 = 1660 \text{ mbar}$ und $T_0 = 300 \text{ K}$ der Wert:

$$\dot{m} = 1,04 \cdot 10^{-4} \left[\frac{kg}{s} \right] \quad (6.1)$$

Die Geschwindigkeit am Düsenausgang ist laut isentroper Rechnung:

$$u_E = 762 \left[\frac{m}{s} \right] \quad (6.2)$$

Es folgt für den Gesamtschub beider Kaltgastriebwerke:

$$F_N = 2\dot{m}v = 158 [mN] \quad (6.3)$$

Im Folgenden wird mit drei unterschiedlichen Verfahren die Schubverstärkung für den Düsenabstand $Dy = 30 \text{ mm}$ ermittelt. Dafür ist es nötig, die Konstante für den linearen Zusammenhang zwischen Konverterdruck und Teilchenfluss im Bereich der Rückströmung gemäß Gleichung 4.11 zu bestimmen. Aus einem α -Profil bei $x = -10 \text{ mm}$ folgt:

$$\text{const.} = 3,05 \cdot 10^{24} \left[\frac{1}{N_s} \right] \quad (6.4)$$

Methode 1: Integration über das Patterson-Sonden-Signal

Die Flussverteilung gemäß **Abbildung 5.20** ist die Basis für die Berechnung. Der dargestellte Druck wird nach Gleichung 6.4 in einen Fluss umgerechnet. Anschließend wird durch Ausführen einer Doppelintegration über dy und dz der Schub bestimmt. Dies geschieht gemäß der folgenden Zusammenhänge:

$$\dot{n} = nu \quad \text{und} \quad \dot{m} = \rho u A = n m_M u A \quad (6.5)$$

Es ist ρ die Dichte, m_M die Molekülmasse von Stickstoff und A eine Kontrollfläche. Zudem gilt:

$$F = \dot{m} u \quad (6.6)$$

$$= \underbrace{\dot{n} A}_{\int \int \dot{n} \, dy \, dz} m_M u \quad (6.7)$$

Es wird davon ausgegangen, dass im Bereich der gesamten Fläche, über die integriert wird, die Strömungs-Geschwindigkeit konstant ist. Da sie nicht gemessen werden konnte, wird sie anhand der Simulationsdaten mit $u = 100 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ abgeschätzt. Auf die quantitativ eingeschränkte Nutzbarkeit der planaren 2D-Simulationen sei an dieser Stelle nochmals hingewiesen. Es ist mit ihnen eine Abschätzung möglich, aber keine genauere Berechnung. Für die in **Abbildung 5.20** dargestellte Fläche wird auf diese Weise eine Kraft von

$$F = 5,5 \cdot 10^{-6} \text{ [N]} \quad (6.8)$$

erhalten. Nun muss berücksichtigt werden, dass die Rückströmung auf eine breitere Fläche trifft, als hier vermessen werden konnte. Daher wird die Breite der betrachteten Fläche verdreifacht. Auf diese Weise erlangt das

Flussniveau mir zwei aktiven Düsen den Wert der Rückströmung der Einzeldüse. Die Höhe der Fläche ist ausreichend. Aufgrund des Sinus-förmigen Verlaufs der Rückströmung in y -Richtung (siehe Kapitel 5.3) bewirkt eine Verdreifachung der Breite etwa eine Verdopplung der Fläche unter der Kurve, also des Integrals. Um die Rückströmung der Einzeldüse nicht mit einzubeziehen wird das obige Ergebnis nicht mit Faktor 2, sondern nur mit 1,4 multipliziert. Es folgt:

$$F_{R1} = 7,7 \cdot 10^{-6} [N] \quad (6.9)$$

Dies ist noch nicht der auf das Raumfahrzeug übertragende Schub. Es muss beachtet werden, dass die berechnete Kraft übertragen wird, da der Impuls der rückströmenden Moleküle an das Raumfahrzeug abgegeben wird. Sie verbleiben jedoch nicht am Raumfahrzeug, sondern werden unter Annahme einer diffusen Reflexion zurückgestreut. Dieser Vorgang stellt einen weiteren Impulsübertrag dar. Für eine Wand mit einer Temperatur von 300 K ist die wahrscheinliche Geschwindigkeit $\dot{c} = \sqrt{2RT} = 424 \frac{\text{m}}{\text{s}}$. Unter Berücksichtigung der Cosinus-Verteilung wird die Geschwindigkeits-Komponente in Richtung x mit einem Wert von $u_x = \frac{2}{3}\dot{c} = 280 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ abgeschätzt. Es folgt für den durch die Abgasstrahl-Wechselwirkung hervorgerufenen Zusatzschub:

$$F_{R1} = 2,9 \cdot 10^{-5} [N] \quad (6.10)$$

Es soll betont werden, dass dieser Wert nur eine grobe Abschätzung ist und keine präzise Berechnung.

Methode 2: Direkte Messung mit einem Druckmesser

Die genaueste Methode ist die Messung mit einem Druckmesser hinter den Düsen. Es wurde hierfür eine Platte bei $x = -11,5(5)\text{ mm}$ angebracht, in deren Mitte sich ein Loch mit 14 mm Durchmesser befand. An dieses Loch angeschlossen war ein Baratron Druckmesser. Es wird genau zwischen den Düsen ein Druck gemessen, der nach $F = pA$ ein direktes Maß für den Schub ist. Die Fläche beträgt $A = 1,5 \cdot 10^{-4} [\text{m}^2]$. Der gemessene Druckwert $p = 4,6 \cdot 10^{-2} \text{ Pa}$ kann mit dem Maximum der z -Profile korreliert werden. Auf diese Weise kann der Schub auf der gesamten in **Abbildung 5.20** dargestellten Fläche ermittelt werden. Er beträgt:

$$F_{R2} = 2,95 \cdot 10^{-5} [N] \quad (6.11)$$

Eine Verbreiterung der betrachteten Fläche, analog zum vorherigen Vorgehen, ergibt einen Zusatz-Schub von:

$$F_{R2} = 4,1 \cdot 10^{-5} [N] \quad (6.12)$$

Methode 3: Verwendung des Staupunktes

Die dritte Methode ist die ungenaueste. Sie basiert auf der Annahme, dass alle Stromlinien, die stromauf des Staupunktes liegen, zur Rückströmung beitragen und Schub erzeugen. Die Ungenauigkeit dieser Methode liegt zum einen in der nur durch Simulationen bekannten Lage des Staupunktes. Zum anderen geht die Geschwindigkeit quadratisch in das Ergebnis ein. Daher soll diese Methode nicht genau dargelegt werden, sondern lediglich das Ergebnis präsentiert werden:

$$F_{R3} = 1,69 \cdot 10^{-5} [N] \quad (6.13)$$

Prozentuale Schubverstärkung

Aus den obigen Ergebnissen wird ein gewichteter Mittelwert bestimmt. Die genaueste Methode 2 wird dreifach gezählt, die Methode 1 zweifach und die ungenaueste Methode 3 einfach. Es wird auf diese Weise ein Wert von

$$F_R = 3,3 \cdot 10^{-5} [N] \quad (6.14)$$

ermittelt. Bezogen auf die beiden Kaltgas-Triebwerke macht das ein Verhältnis von Nominalschub zu Zusatzschub von 4848:1. Das sind 0,02% Schubverstärkung.

Eine Folge dieser Betrachtung ist, dass offenbar **Anordnung und Anzahl** der Triebwerke für die durch Wechselwirkung hervorgerufene Rückströmung eine **entscheidende Rolle** spielen. In der Literatur ist eine Arbeit von Ketsdever et al. zu finden [36], in der numerisch und experimentell die Wechselwirkung von zwei und vier Freistrahlen untersucht werden mit Dy/D_E zwischen 1,5 und 4. Hier wird festgestellt, dass im Falle der vier Freistrahlen bis zu 20% mehr Schub zu erwarten sind. Bei nur Zweien konnte im Rahmen der Messgenauigkeit kein Unterschied durch die Wechselwirkung festgestellt werden. Dies deckt sich mit der obigen Abschätzung, dass nur eine sehr geringe Schubverstärkung für zwei Triebwerke auftritt, die folglich schwer nachzumessen ist.

6.1.2. Wärmelast

In diesem Abschnitt soll die zusätzliche Wärmelast abgeschätzt werden, die durch die Rückströmung auf eine rückwärtige Raumfahrzeug-Wand trifft. Zu diesem Zweck werden Verstärkungsfaktoren berechnet. Die Rückströmung besitzt auf der Wechselwirkungs-Ebene das Maximum der Ellipsen-förmigen Verteilung (siehe Abbildung 5.20).

Es werden die Verstärkungsfaktoren daher am Punkt $(x; y; z) = (-6,7(5); 0; 0)$ mm angegeben. Die Wahl fiel auf den x-Wert $-6,7$ mm ($= -0,9D_E$), da hier der Minimalabstand der Düsen so klein eingestellt werden konnte, dass sich die Düsen berühren. Zudem ist an dieser Position die Unsicherheit Δx mit $0,5$ mm am geringsten.

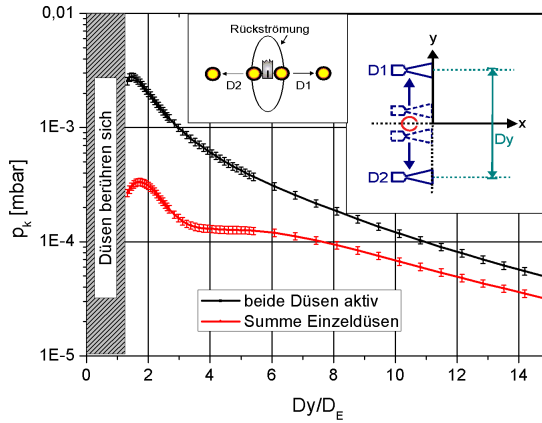
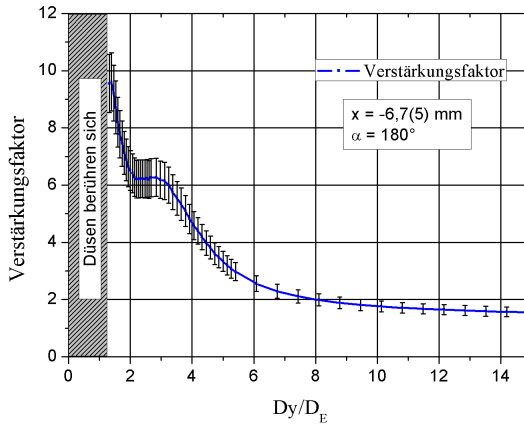
Die Verstärkungsfaktoren werden anhand von y-Düse-Profilen ermittelt, dargestellt in **Abbildung 6.1**. In **Abbildung 6.1a** sind das Profil für zwei aktive Düsen und die Summe der beiden Einzeldüsen-Profile dargestellt. Die Fehler beziehen sich auf die Positions-Unsicherheit x und kennzeichnen die damit verbundene Druck- bzw. Fluss-Unsicherheit. Das Verhältnis beider Profile liefert für jeden Düsenabstand einen Verstärkungsfaktor, zu sehen in **Abbildung 6.1b**. Die Fehler entstammen der Fehlerfortpflanzung.

Im vermessenen Bereich wächst der Verstärkungsfaktor bei sinkendem Düsenabstand exponentiell von etwa 1,5 auf knapp 10. Inwieweit diese Verstärkungs-Faktoren direkt auf Triebwerke mit Verbrennung angewendet werden können, kann nicht abschließend beurteilt werden. Genauere Erkenntnisse hierzu müssen die anderen, im Rahmen des in Abschnitt 3 dargelegten Untersuchungskonzeptes, durchgeführten Arbeiten zeigen.

6.2. Zusatzuntersuchung: Rückwärtige Wand

Es wurde eine Wand hinter den Düsen angebracht, bei $x = -11,5(5)$ mm. Die Wand konnte beheizt werden und besaß einen Druckaufnehmer bei $y = z = 0$ mm. Ziel war es, zwei Punkte zu überprüfen:

1. Beeinflusst eine rückwärtige Wand die Rückströmung merkbar?
2. Wie wirkt sich eine Temperaturänderung der Wand auf die Rückströmung aus?

(a) y-Düse Profile, Düsenabstand normiert auf D_E .

(b) Verstärkungsfaktoren für verschiedene Düsenabstände.

Abbildung 6.1.: Verstärkungsfaktoren (b), die anhand der y-Düse-Profile (a) berechnet werden. Parameter: $p_0 = 1660 \text{ mbar}$, $T_0 = 300 \text{ K}$, $x = -6,7(5) \text{ mm}$, $y = 0$, $z = 0$, $\theta = 0^\circ$ und $\alpha = 0^\circ$.

Es wurde zu diesem Zweck die Temperatur der Rückwand kontinuierlich von 275 K auf 335 K erhöht. Die Patterson-Sonde befand sich während der ganzen Zeit direkt an der Wand und hat die Rückströmung vermessen. Sowohl für einen Sondenwinkel von $\alpha = 180^\circ$, mit dem die Rückströmung direkt vermessen wird, als auch für $\alpha = 0^\circ$, unter dem der von der Wand reflektierte Teilchenfluss vermessen wird, konnte keine Veränderung festgestellt werden. Der thermische Zustand der Wand spielt im eingestellten Temperaturbereich offenbar keine Rolle. Folglich können sich die Rückströmung und die von der Rückwand reflektierte Strömung mit einer unerheblichen Anzahl an Wechselwirkungen durchdringen. Dies entspricht bei einer mittleren freien Weglänge der Größenordnung 100 mm der Erwartung.

7. Zusammenfassung

Das Ziel dieser Arbeit ist es, erstmalig systematisch die Abgasstrahl-Wechselwirkung von zwei Kleintriebwerken unter weltraumähnlichen Hochvakuumbedingungen experimentell zu untersuchen und zu charakterisieren. Um diese Aufgabe vor dem Hintergrund auch der raumfahrttechnischen Nutzung durchzuführen, wurde ein Untersuchungs-Konzept erarbeitet. Es verknüpft die Charakterisierung mit der raumfahrttechnischen Nutzbarkeit. Im Rahmen des Konzeptes ist ein kommerzielles Triebwerk als Vorlage genommen worden, um den Betriebszustand und die geometrische Form der verwendeten Kaltgas-Triebwerke festzulegen. Auf diese Weise ist die systematische Variation von wesentlichen Parametern der Abgasstrahl-Wechselwirkung ermöglicht worden und gleichzeitig eine Übertragbarkeit der Ergebnisse auf Triebwerke mit Verbrennung sichergestellt.

Durchgeführt wurden die Versuche mit der Patterson-Sonde als wesentliches Messgerät zur Vermessung von verdünnten Strömungen. Die Theorie und das Auswerteverfahren zur Sonde wurden überarbeitet und um die Anwendbarkeit auf die Abgasstrahl-Wechselwirkung erweitert.

Als Vorarbeit wurde dem Konzept folgend zunächst der Abgasstrahl der Einzeldüse vermessen. Es konnte gezeigt werden, dass die Abgasstrahl-Struktur unempfindlich gegenüber kleinen Schwankungen in den Ruhegrößen ist. Dieses Resultat war eine sehr wichtige Grundlage für die Untersuchung der Wechselwirkung. Aus ihr folgt, dass Veränderungen des Abgasstrahls im Falle von zwei Triebwerken auf der Wechselwirkung basieren und nicht auf Schwankungen der vorgegebenen Parameter. Der radiale und angulare Dichteverlauf wurde im ganzen Strahl vermessen. Insbesondere die Vermessung des angularen Dichteverlaufs war eine wichtige Vorarbeit für die Abgasstrahl-Wechselwirkung, da sie die Grundlage für die Berechnung der Kennzahl Kn_p bildete. Als wichtiges Element eines Abgasstrahls konnte das Ausbreitungsverhalten der isentropen Kernströmung quantitativ beschrieben werden.

Die Untersuchungen der Wechselwirkung untergliedern sich in zwei Schwerpunkte. Der erste Schwerpunkt umfasst Messungen stromab der Düsenaustrittsebene unter Beachtung der Kennzahl Kn_P . Der zweite Schwerpunkt beinhaltet systematische Untersuchungen zur Charakterisierung der Rückströmung. Da dies erstmals geschehen ist, gehören hierzu auch vorausgegangene Messungen mit Erkundungscharakter.

Im Rahmen des ersten Schwerpunktes wurden signifikante Eigenschaften des Strömungsfeldes, wie beispielsweise der Abstand der Wechselwirkungs-Stöße und sein Ausbreitungsverhalten, bei festem Düsenabstand beschrieben. Es folgten Untersuchungen, die sich mit der Veränderung dieser signifikanten Eigenschaften bei variablem Düsenabstand beschäftigten. Der Gültigkeitsbereich der Kennzahl Kn_P [38] zur Beschreibung der Wechselwirkung **stromab** der Düsenaustritts-Ebene konnte erweitert werden.

Bei der Untersuchung der Rückströmung konnte erstmalig die Flussverteilung als ebener Schnitt für einen festen Düsenabstand präsentiert werden. Linien gleichen Teilchenflusses weisen eine Ellipsen-ähnliche Form auf. Es konnte gezeigt werden, dass diese Form der Fluss-Verteilung bei Variation des Düsenabstandes unter geeigneter Normierung in einem weiten Bereich selbstähnlich ist. Dies ermöglicht eine einfache, quantitative Beschreibung. Hierauf basierend kann für beliebige Düsenabstände bis zum 10-fachen Düsenaustritts-Durchmesser D_E die Flussverteilung der Rückströmung vorausgesagt werden. Für größere Düsenabstände gelingt das nicht so einfach, da die Selbstähnlichkeit verloren geht. Dies ist für charakteristische Kennzahlen $\overline{Kn_P} \geq 0,11$ der Fall.

Nach dieser einfachen und praktikablen Modellierung konnten Untersuchungen präsentiert werden, die Erkenntnisse über die Entstehungsmechanismen der Rückströmung liefern. Die Rückströmung entsteht sowohl stromauf als auch stromab der Düsenaustrittsebene in einem räumlich ausgedehnten Gebiet. Dieses Gebiet vergrößert sich mit steigendem Düsenabstand, sein Staupunkt wandert dabei stromab.

Für die Übertragbarkeit auf andere Triebwerke gemäß des Konzeptes sind die Erkenntnisse dieser Arbeit durch geeignete Normierungen vorbereitet worden. Zudem sind erste Untersuchungen angestellt worden, in denen der Einfluß der Reynoldszahl auf den Charakter der Rückströmung präsentiert wird. Von besonderem Interesse sind für die Raumfahrt-Industrie zusätz-

liche Wärmelasten und Kräfte. Daher wurde der durch die Rückströmung verursachte Schubgewinn abgeschätzt und die Verstärkung einer Wärmelast auf eine Raumfahrzeug-Struktur hinter den Triebwerken berechnet. Da solch eine Struktur die freie Strömungsausbreitung beeinflussen kann, ist sie durch den Einbau einer beheizbaren Wand stromauf der Düsen simuliert worden. Hier konnte kein Einfluss auf die Rückströmung festgestellt werden.

Die Zwei-Düsen-Konfiguration hat geringe Auswirkungen auf die Raumfahrzeug-Struktur. Dies kann für eine aus mehr Triebwerken bestehende Anordnung völlig anders aussehen, weil eine geometrisch regelmäßige Anordnung die Anzahl der Ausweichmöglichkeiten der Strömung reduziert. Im untersuchten Fall können Teile der Strömung senkrecht zur von beiden Strahlachsen aufgespannten Ebene ausweichen und tragen nicht zur Bildung der Rückströmung bei. Im Experiment von Goethert [30] befinden sich vier Triebwerke auf den Ecken eines Quadrats. Hier sind die Ausweichmöglichkeiten reduziert. Solch eine Konfiguration stellt ein interessantes Untersuchungsgebiet für zukünftige Arbeiten dar. Es wird vorgeschlagen, in solchen Konfigurationen neben der Rückströmung auch die Wechselwirkung stromab der Düsenaustritts-Ebene zu untersuchen. Den Ergebnissen dieser Arbeit folgend, könnten die Wechselwirkungs-Stöße eine Struktur bilden, die eine gemeinsame Kernströmung vollständig umschließen kann. Diese spielt möglicherweise bei Beaufschlagungseffekten eine Rolle, weil sie eine von den Einzelstrahlen deutlich abweichende Wechselwirkungs-Charakteristik besitzen kann.

A. Anhang

A.1. Bestimmung der Funktion $f(\theta)$

Um die Funktion $f(\theta)$ zu bestimmen, wird ein geeignetes Angularprofil ausgewählt und abschnittsweise durch zwei Exponentialfunktionen angepasst. Dies ist in **Abbildung A.1** dargestellt. Geeignet heißt hierbei, dass

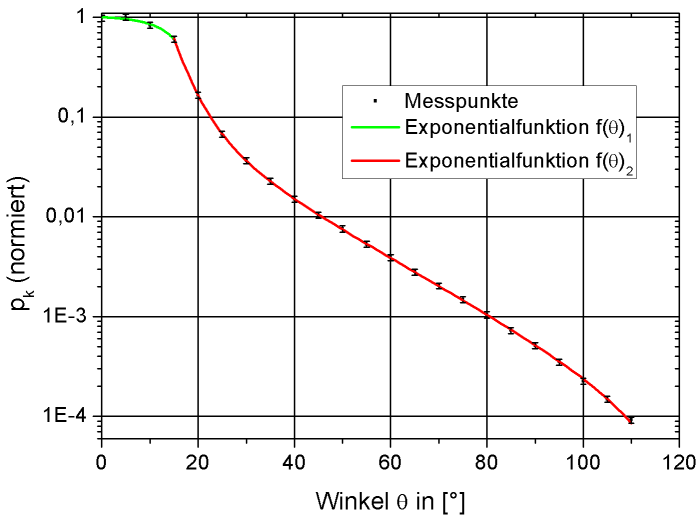


Abbildung A.1.: Anpassung von $f(\theta)$ durch zwei Exponentialfunktionen.

zum einen die Sondenknudsenzahl immer deutlich größer als eins bleibt. Zum anderen soll das Mess-Signal so groß wie möglich sein, um Fehler gering zu halten. Daher wurde ein θ -Profil im Abstand von $r = 500 \text{ mm}$ als Grundlage gewählt und auf $p_k(0^\circ)$ normiert. Die Unterteilung in Abschnitte geschieht wie folgt:

KOEFFIZIENT	$f(\theta)_1$	$f(\theta)_2$
y_0	1,1(1)	$-9(1) \cdot 10^{-5}$
A	-0,03(6)	1,7(6)
B	0	109(11)
C	0	0,16(1)
a	-6(4)	5,8(5)
b	-	2,69(7)
c	-	16,2(3)
red. χ^2	0,911	0,999

Tabelle A.1.: Koeffizienten der Exponentialfunktionen.

$$f(\theta) = \begin{cases} f(\theta)_1 & \text{für } 0 < \theta < 15^\circ \\ f(\theta)_2 & \text{für } 15^\circ \leq \theta \leq 110^\circ \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

Die Exponentialfunktionen besitzen die Form:

$$f(\theta) = y_0 + A \cdot e^{-\frac{\theta}{a}} + B \cdot e^{-\frac{\theta}{b}} + C \cdot e^{-\frac{\theta}{c}} \quad (\text{A.2})$$

Die Koeffizienten sind in der **Tabelle A.1** aufgelistet. Mittels der sich hieraus ergebenden Funktion $f(\theta)$ konnten die Wechselwirkungs-Knudsen-zahlen berechnet werden.

A.2. Bestimmung des Winkels θ

An dieser Stelle sollen die Winkel θ nach **Abbildung 2.10** für die verwendeten Düsenabstände aufgelistet werden (siehe **Tabelle A.2**). Sie werden berechnet gemäß der Beziehung

$$\theta = \arctan \left(\frac{Dy/2}{150 \text{ mm}} \right). \quad (\text{A.3})$$

Der Wert 150 mm ist der Abstand zwischen der Sonde und der Düsenaustritts-Ebene.

DÜSENABSTAND [mm]	Winkel θ [°]
9	1,72
15	2,86
20	3,81
25	4,76
30	5,71
40	7,59
60	11,31
72	13,50
90	16,70
120	21,80
170	29,51

Tabelle A.2.: Winkel θ für die verwendeten Düsenabstände

A.3. Änderungen und Erweiterungen an der Sondentheorie

Im Folgenden werden die Veränderungen an der Sondentheorie in einer kurzen Zusammenfassung präsentiert. Dies umfasst als Ergänzung auch Ergebnisse von Untersuchungen, die für das Verständnis dieser Arbeit sekundär sind und daher nicht diskutiert wurden. Dennoch sind diese Ergebnisse für die Sondentheorie wichtig und werden mit aufgezählt. Es wird für die Ergänzungen so vorgegangen, dass kurz zusammengefasst wird, was untersucht wurde. Anschließend wird die daraus resultierende Veränderung an der Sondentheorie dargestellt:

- **Wahrscheinlichkeiten:** Sowohl die Eintritts-Wahrscheinlichkeit W_{12} als auch die Austritts-Wahrscheinlichkeit W_{21} wird auf veränderten Annahmen basierend berechnet. Im Falle der Eintritts-Wahrscheinlichkeit wird zudem zwischen der Strömung aus der Quelle und dem Untergrunddruck unterschieden.
- **Teilchenströme:** Durch eine Neubewertung der Einflussfaktoren und Betrachtungen zum Rechenaufwand, bezogen auf seinen Nutzen, wurde die Berechnung vom in die Sonde eintretenden Teilchenstrom \dot{N}_p vereinfacht.
- **Knudsen-Transpiration:** Die Berechnung wurde überarbeitet und

eine unnötige Näherung weggelassen.

- **Einfluss der Sonde auf die Strömung:** Der Einfluss der Sonde auf die Strömung und die Folgen auf die Messung wurden aufwendig untersucht. Als Resultat dieser Untersuchung wird der Integrationswinkel μ wie in Kapitel 4.3.2 dargestellt neuartig definiert. Zudem ist im Hinblick auf mehrere Strömungsquellen herausgearbeitet worden, wann die Sonde mehrere Quellen auflösen kann und wie Messergebnisse zu interpretieren sind.
- **Auswerteverfahren:** Ein Verfahren wurde entwickelt, um den Integrationswinkel μ direkt aus der Messung zu gewinnen. Dies erübrigt das Berechnen mit dem DLR Plume-Modell und macht eine quantitative Aussage in vielen Fällen der Abgasstrahl-Wechselwirkung überhaupt erst möglich.
- **Ausgasung:** Die Auswertung der ersten Messergebnisse hat gezeigt, dass die Berechnung des Druckes in der Sonde, wenn keine Strömung anliegt (Ausgasungsdruck), um eine Temperaturabhängigkeit erweitert werden muss.

Literaturverzeichnis

- [1] ALLÈGRE, J. ; CHAIX, A. ; CHIROKOV, I.A. ; GORCHAKOVA, N.G. ; GRAUR, I.A. ; PURPURA, C. ; GIBEK, I. ; ELIZAROVA, T.G. ; LENG-GRAND, J.-C.: Numerical and Experimental Investigation of Plumes Interacting with Satellite Walls. In: *Proc. 3rd International Conference on Spacecraft Propulsion, Cannes*, 2000, S. 619–626
- [2] ALLÈGRE, J. ; LOMBARDO, G. ; LENG-GRAND, J.C.: Experimental Study of Twin-Plumes Interacting with a Simulated Satellite Wall. In: *Proceedings of the Third European Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles* ESA SP-426 (1998), S. 97–103
- [3] ANONYMUS: (Ames research staff): Equations, Tables, and Charts for Compressible Flow / National Advisory Committee for Aeronautics. 1953 (Report 1135). – Forschungsbericht
- [4] AVAGO TECHNOLOGIES (Hrsg.): *Data Sheet - Quick Assembly Two and Three Channel Optical Encoders*. AV02-1046EN. Avago Technologies, November 2005
- [5] BANUTI, Daniel: *Private Kommunikation*. – TAU-Simulationen
- [6] BECKER, Ernst: *Gasdynamik*. Teubner Verlagsgesellschaft, 1966
- [7] BECKER, Ernst: *Technische Strömungslehre*. Teubner Studienbücher, 1974
- [8] BERGMANN, Ludwig ; SCHAEFER, Clemens ; NIEDRIG, Heinz (Hrsg.): *Lehrbuch der Experimentalphysik Band 3 - Optik*. de Gruyter Verlag, 2004
- [9] BOETTCHER, R.-D. ; LEGGE, H.: A Study of Rocket Exhaust Plumes and Impingement Effects on Spacecraft Surfaces / DFVLR Göttingen. 1980 (I. Literature Survey, IB 251-80 A 27). – Forschungsbericht

- [10] BOETTCHER, R.-D. ; LEGGE, H.: A Study of Rocket Exhaust Plumes and Impingement Effects on Spacecraft Surfaces / DFVLR Göttingen. 1980 (II. Plume Profile Analysis; Part 1 - 3). – Forschungsbericht
- [11] BOETTCHER, R.-D. ; LEGGE, H.: A Study of Exhaust Plumes and Impingement Effects on Spacecraft Surfaces / DFVLR Göttingen. 1981 (III. Plume Impingement Analysis, IB 222-81 A 28). – Forschungsbericht
- [12] BOYNTON, Frederick P.: Exhaust Plumes from Nozzles with Wall Boundary Layers. In: *Journal of Spacecraft and Rockets* 5 (1968), Nr. 10, S. 1143–1147
- [13] CHIROKOV, I.A. ; ELIZAROVA, T.G. ; GIBEK, I. ; LENGAND, J.-C.: Numerical and Experimental Investigation of Interacting Plumes. In: *Proc. 4th Symp. Aerothermodynamics for Space Applications, Capua, Italy*, 2001, S. 381 – 387
- [14] CLAUSING, P.: Über die Strömung sehr verdünnter Gase durch Röhren von beliebiger Länge. In: *Annalen der Physik* 5 (1932), Nr. 12, S. 961 – 989
- [15] C.W.CHU ; JR., A.F. N. ; POWDERS, S.A. ; ZIEGLER, H.: Interaction of Two Cylindrical Jets. In: *AIAA Journal* 5 (1967), February, Nr. 2, S. 375–377
- [16] DANKERT, C ; KOPPENWALLNER, G.: Experimental Study of the Interaction between two Rarefied Free Jets. In: *14.th Symp. on Rarefied Gas Dynamics, Tokyo* Bd. 1, 1984, S. 477–484
- [17] DANKERT, C. ; KOPPENWALLNER, G.: Influence of Penetration Knudsen Number on Interaction of Two Rarefied Free Jets / DFVLR Göttingen. 1984. – Forschungsbericht
- [18] DANKERT, Carl ; DETTLEFF, Georg ; KESTING, Alfons: Plume Characterisation Testing of European Thrusters WP3: Investigation of Plume-Plume Interaction / Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V. DLR. 2003 (DLR-IB 224-2003 A 09). – Test Report
- [19] DETTLEFF, Georg: Plume Flow and Plume Impingement in Space Technology. In: *Progress in Aerospace Science* 28 (1991), S. 1–71

- [20] DETTLEFF, Georg ; PLÄHN, Klaus: Initial Experimental Results from the New DLR-High Vacuum Plume Test Facility STG. In: *Proceedings of the 33rd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, AIAA 97-3297, Seattle, 1997*
- [21] DETTLEFF, Georg ; PLÄHN, Klaus: The new DLR-High Vacuum Plume Test Facility STG: Initial Acceptance Test Results. In: *Proceedings of the Second European Spacecraft Propulsion Conference, ESA SR-398, Noordwijk, 1997*
- [22] DURST, Franz: *Grundlagen der Strömungsmechanik*. Springer Verlag, 2006
- [23] EISEL, Matthias: *Entwicklung eines Messverfahrens zur Charakterisierung von Kleintriebwerken*, Universität Göttingen, Diplomarbeit, 2011
- [24] ERMOLOV, V.I. ; LENGEND, J.-C. ; REBROV, A. K. ; ; KHRAMOV, G. A.: Experimental Study of the Interaction of a Pair of Hypersonic Jets. In: *Zhurnal Prikladnoi Mekhaniki i Tekhnicheskoi Fiziki (translated 1984 by Plenum Publishing Corporation)* 3 (1983), S. 104–107
- [25] FICK, M. ; DREER, T. ; GOTZIG, U. ; SCHULTE, G. ; BACHMANN, J. ; LAGIER, F. ; BENOIT, E.: EADS-St's Latest Bipropellant 10 N Thruster and 400 N Engine: The Fully European Solution. In: *Proc. '4th Int. Spacecraft Propulsion Conference' Cagliari, Sardinien, Italien, 2 - 4 Juni 2004*
- [26] FROHN, Arnold: *Einführung in die kinetische Gastheorie*. Akademische Verlagsgesellschaft Wiesbaden, 1979
- [27] FUJIMOTO, Tetsuo ; NIIMI, Tomohide: Three-Dimensional Structures of Interacting Freejets. In: *16.th Symp. on Rarefied Gas Dynamics, Pasadena, 1988*
- [28] GERASIMOV, Yury I. ; KRYLOV, Andrey N. ; YARYGIN, Vyacheslav N.: Structure and Gas Parameters of Plume Expiring into Vacuum for Four Nozzles Located Around the Space Vehicle Case. In: IVANOV, M.S. (Hrsg.) ; REBROV, A.K. (Hrsg.): *25.th Symp. on Rarefied Gas Dynamics, Novosibirsk, 2007*

- [29] GERHOLD, T. ; GALLE, M. ; FRIEDRICH, O. ; EVANS, J.: Calculation of Complex Three-Dimensional Configurations employing the DLR-TAU-Code. In: *Proceedings of the 35th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, USA, 1997*
- [30] GOETHERT, B.H.: Base Flow Characteristics of Missiles with Cluster-Rocket Exhausts. In: *IAS National Summer Meeting, Los Angeles, California, 1960*
- [31] GOTZIG, U.: Second Generation UPS - Triebwerksspezifikationen (nicht öffentlich zugänglich) / Astrium GmbH. 2008. – interne Dokumente
- [32] GOTZIG, U. ; SCHULTE, G. ; SOWA, A.: New Generation 10N Bi-propellant MMH/NTO Thruster with Double Seat Valve. In: *35th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, Los Angeles, CA Bd. AIAA 99-2594, 20 - 24 June 1999*
- [33] GRABE, Martin: *Private Kommunikation*. 2009 und 2010. – DSMC- und TAU-Simulationen
- [34] HEFER, G. ; KIENAPPEL, K.: Erprobung einer mit Stickstoff gekühlten Düse des Hypersonischen Vakuumwindkanals / DFVLR Göttingen. 1970 (DLR FB 70-41). – Forschungsbericht
- [35] HIRSCHFELDER, Joseph ; CURTISS, Charles ; BIRD, Byron: *Molecular Theory of Gases and Liquids*. Auflage 4. John Wiley & Sons, Inc., 1967
- [36] KETSDEVER, A. ; SELDEN, N. ; GIMELSHEIN, S. ; ALEXEENKO, A. ; VASHCHENKOV, P. ; IVANOV, M.: Plume Interactions of Multiple Jets Expanding into Vacuum: Experimental and Numerical Investigation. In: *42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit 42 (2004), S. 2-7*
- [37] KNUDSEN, Martin: Thermischer Molekulardruck in Röhren. In: *Annalen der Physik* 388 (1927), Nr. 14, S. 797 – 821
- [38] KOPPENWALLNER, G.: Rarefied Plume Interference and Scaling Laws / DFVLR. 1983 (IB 222-83 A 27). – Interner Bericht
- [39] KOPPENWALLNER, G.: The Free Molecular Pressure Probe with Finite Length Slot Orifice. In: *14. th Symposium of Rarefied Gas Dynamics, Tokyo, 1984*

- [40] LEGGE, H.: Patterson Probe Measurements in the Wake of a 70 Deg Half Angle Cone in Hypersonic Rarefied Flow / DLR. 1994 (223-94 A 15). – Interner Bericht
- [41] LI, Wenhai ; LADEINDE, Foluso: Simulation and Analysis of Rarefied Parallel Interacting Sonic Jets. In: *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada, 2006*
- [42] MKS INSTRUMENTS DEUTSCHLAND GMBH (Hrsg.): *Datenblatt für Absolutdruckaufnehmer Baratron Typ 722*. Schatzbogen 42, D-81829 München: MKS Instruments Deutschland GmbH
- [43] NATEC SENSORS GMBH (Hrsg.): *Datenblatt für Drucksensor P920*. Niels-Bohr-Straße 9-11, D-85748 Garching: Natec Sensors GmbH
- [44] NATIONAL INSTRUMENTS (Hrsg.): *Datenblatt und Spezifikationen zu NI PCI-7334*. <http://www.ni.com/de/>: National Instruments
- [45] NIIMI, Tomohide ; FUJIMOTO, Tetsuo ; TAOI, Nobumasa: Flow Fields of Interacting Parallel Supersonic Free Jets. In: *JSME International Journal, Series B* 39 (1996), Nr. 1, S. 95–100
- [46] NITSCHKE, Wolfgang ; BRUNN, André: *Strömungsmesstechnik*. Bd. 2. Springer-Verlag, 2006
- [47] NUMERIK JENA (Hrsg.): *Baureihe LIA - Offene Linearmesssysteme mit Signalregelung*. LIA-D-d-11/2005. Ilmstraße 4, D-07743 Jena: Numerik Jena
- [48] PLÄHN, Klaus: *Experimentelle Untersuchung und Modellierung von Abgasstrahlen aus Kleintriebwerken in der Kryo-Vakuum-Anlage STG*. Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V., 1999 (Forschungsbericht 1999-39)
- [49] PRANDTL, Ludwig ; OSWATITSCH, Klaus ; WIEGHARDT, Karl: *Strömungslehre*. Vieweg Verlag, 1969
- [50] REIF, Frederick: *Statistische Physik und Theorie der Wärme*. Auflage 3. de Gruyter, 1987
- [51] SCHLICHTING, Hermann: *Grenzschicht-Theorie*. Auflage 8. Verlag G. Braun Karlsruhe, 1982

- [52] SHAPIRO, Ascher H.: *The Dynamics and Thermodynamics of compressible fluid flow*. The Ronald Press Company, 1953
- [53] SIMONS, G.A.: Effect of Nozzle Boundary Layers on Rocket Exhaust Plumes. In: *AIAA Journal, Techn. Notes* 10 (1972), Nr. 11, S. 1534–1535
- [54] SOGA, T. ; TAKANISHI, M. ; YASUHARA, M.: Experimental Study of Interaction of Underexpanded Free Jets. In: OGUCHI, H. (Hrsg.): *14.th Symp. on Rarefied Gas Dynamics, Tokyo*, 1984, S. 485–492
- [55] SOGA, Takeo ; HAYASHI, Takehiko: Numerical Analysis of Interaction of Supersonic Free Jets, Including Formation of Reverse Flow. In: *Memoirs of the School of Engineering* 44 (1993), March, Nr. 2, S. 267–282
- [56] TECPLOT, INC (Hrsg.): *Tecplot. 360 User 's Manual*. Post Office Box 52708, Bellevue, WA 98015-2708 USA: Tecplot, Inc
- [57] THERMOCOAX GMBH (Hrsg.): *Mantelthermoelemente - Auswahl und Anwendung*. D 193-0. Brookstieg 1, D-22145 Stapelfeld: Thermocoax GmbH
- [58] TRAPHAN, Dominik: *Experimentelle Untersuchung von Freistrahlen aus geometrisch ähnlichen Düsen*, Universität Göttingen, Diplomarbeit, 2010
- [59] USAMI, M. ; NIIMI, S. ; IMURA, T. ; TAKAHASHI, T.: DSMC Calculation of Supersonic Free Jet through a Rectangular or a Multi-aperture Orifice by an Improved New Collision Scheme. In: ABE, T. (Hrsg.): *26.th Symp. on Rarefied Gas Dynamics, Kyoto*, 2009
- [60] WIEGHARDT, Karl ; DILLMANN, Andreas (Hrsg.): *Theoretische Strömungslehre*. Universitätsverlag Göttingen, 2005 (Göttinger Klassiker der Strömungsmechanik Bd.2)
- [61] XIAO, Ze-Juan ; CHENG, Hui-Er ; ZHOU, Hong-Ling: Plume Interaction in Parallel Multi-thrusters Propulsion System and the Effect on Backflow. In: *9th AIAA/ASME Joint Thermophysics and Heat Transfer Conference, San Francisco, California*, 2006

Lebenslauf

Persönliche Daten

Name	André Holz
Familienstand	ledig
Staatsangehörigkeit	deutsch
Geburtsdaten	11.11.1980 in Bremen

Ausbildung

2009 - 2012	Promotionsstudium an der Universität Stuttgart Fakultät 6, Institut für Raumfahrtsysteme
2001 - 2006	Studium der Physik an der Georg-August Universität Göttingen. Abschluss: Diplom
2000 - 2001	Grundwehrdienst bei der Luftwaffe
1998 - 2000	Gymnasium Graf-Friedrich Schule Diepholz Abschluss: Abitur
1993 - 1998	Gymnasium Syke
1991 - 1993	Orientierungsstufe Syke
1987 - 1991	Grundschule Barrien

Berufstätigkeit

Ab 2011	Wissenschaftlicher Mitarbeiter im DLR Göttingen
2008 - 2010	Doktorandenstelle bei der Astrium GmbH in Lampoldshausen. Für Astrium Durchführung eines Forschungsprojektes im DLR in Göttingen.
2006 - 2007	Wissenschaftl. Mitarbeiter im Laserlabor Göttingen
2003 - 2006	Wissenschaftliche Hilfskraft im Institut für Atom- und Kernphysik der Universität Göttingen